

DEPARTAMENTO DE TERMODINÁMICA

ESTIMACIÓN DE LA TEMPERATURA Y LA EMISIVIDAD
DE LA SUPERFICIE TERRESTRE A PARTIR DE DATOS
SUMINISTRADOS POR SENSORES DE ALTA
RESOLUCIÓN

JUAN CARLOS JIMÉNEZ MUÑOZ

UNIVERSITAT DE VALENCIA
Servei de Publicacions
2005

Aquesta Tesi Doctoral va ser presentada a València el dia 14 de Gener de 2004 davant un tribunal format per:

- D. José Moreno Méndez
- D. Fernando Camacho De Coca
- D. Allan Gillespie
- D. Wout Verhoef
- D. Pablo Zarco Tejado

Va ser dirigida per:

D. José Antonio Sobrino Rodríguez

©Copyright: Servei de Publicacions
Juan Carlos Jiménez Muñoz

Depòsit legal:

I.S.B.N.:84-370-6145-8

Edita: Universitat de València
Servei de Publicacions
C/ Artes Gráficas, 13 bajo
46010 València
Spain
Telèfon: 963864115

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA



**Facultat de Física
Departament de Termodinàmica**

**Estimación de la Temperatura y la
Emisividad de la Superficie Terrestre a
partir de datos suministrados por
Sensores de Alta Resolución**



Tesis Doctoral
Juan Carlos Jiménez Muñoz
Octubre, 2004

Portada: Mónica Gómez, Malena Zaragoza, Guillem Sòria y Juan Carlos Jiménez

Frontal: imagen del globo terrestre construida a partir de los datos recogidos por distintos satélites. Se pueden observar las medidas tridimensionales de las nubes, formadas a partir de los datos medidos por ASTER, MISR y MODIS a bordo de la plataforma TERRA. Las anomalías de temperatura de El Niño se muestran en rojo en la zona del Océano Pacífico, mientras que los puntos rojos sobre la tierra representan incendios forestales .

Trasera: composición en color a partir de una imagen ASTER adquirida el 22 de Diciembre de 2000 sobre Perú. La imagen muestra las líneas de Nasca, descubiertas por los aviones comerciales en los años 20. Las líneas de Nasca fueron construidas muchos siglos antes de la aparición del Imperio Inca, tal vez con la intención de crear una especie de calendario solar y lunar.

Nota al lector:

Esta memoria contiene un CD-ROM en el que se pueden encontrar una serie de publicaciones en revistas internacionales relacionadas con la Tesis Doctoral aquí presentada y correspondientes a los Anexos I, II, III y IV, así como un resumen y las conclusiones del trabajo en lengua inglesa.

Keynote to the readers:

This memory contains a CD-ROM where you can find some international papers related with this Doctoral Thesis and referred as Annex I, II, III and IV, as well as a summary and the conclusions of the work in English.

José Antonio Sobrino y Rodríguez, Profesor Titular de Física Aplicada de la Universitat de València,

CERTIFICA: Que la presente Memoria **“Estimación de la Temperatura y la Emisividad de la Superficie Terrestre a Partir de Datos Suministrados por Sensores de Alta Resolución”**, ha sido realizada bajo mi dirección en el Departament de Termodinàmica de la Facultat de Física por D. **Juan Carlos Jiménez Muñoz**, y constituye su Tesis Doctoral para optar al grado de Doctor en Física.

Y para que así conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firmo el presente certificado en Burjassot (Valencia), a 25 de Octubre de 2004.

Fdo.: J. A. Sobrino y Rodríguez

Este trabajo ha sido posible gracias a los siguientes proyectos:

- **Digital Airborne Imaging Spectrometer Experiment – DAISEX’99** (13390/NL/GD). Financiado por la ESA.
- **Scientific Analysis of the ESA Airborne Multi-Annual Imaging Spectrometer Campaign DAISEX** (15343/01/NL/MM). Financiado por la ESA.
- **Solar Induced Fluorescence Experiment – SIFLEX’02** (EEM-FS/0503). Financiado por la ESA.
- **SPECTRA Barrax Campaign – SPARC** (RFQ/3-10824/03/NL/FF). Financiado por la ESA.
- **Water use Efficiency In Natural Vegetation And Agricultural Areas By Remote Sensing In The Mediterranean Basin – WATERMED** (ICA3-1999-10005). Financiado por la Unión Europea.
- **Exploitation of Angular Effects in Land Surface Observations from Satellites – EAGLE** (SST3-CT-2003-502057). Financiado por la Unión Europea.
- **Metodologías para el estudio del cambio global en la Península Ibérica a partir de los datos proporcionados por el satélite NOAA y por los sensores remotos de nueva generación – IBESAT** (REN2000-0315-CE). Financiado por el Ministerio de Ciencia y Tecnología (CICYT).

así como a una beca de investigación del programa **V Segles** de la **Universitat de València**.

AGRADECIMIENTOS

Quisiera expresar en las siguientes líneas mi agradecimiento a las personas e instituciones que han contribuido a la realización de la presente memoria:

A mi tutor y director, el Dr. José Antonio Sobrino, por introducirme en el tema de la Teledetección y por todo su apoyo y comprensión a lo largo de todos estos años. Todo este trabajo no hubiera podido realizarse sin él. Gracias por todo y espero que sigamos compartiendo esos momentos de diversión durante las campañas de campo por muchos años.

A D. José Antonio Martínez Lozano, director del Departamento de Termodinámica cuando inicié mi actividad investigadora dentro de este departamento, y a D. Joaquín Meliá Miralles, actual director del departamento, por su amable acogida durante el tiempo en que se ha gestado el presente trabajo. Quisiera expresar también mi gratitud por toda la ayuda prestada a Dña. Soledad Gandía y Dña. Pilar Utrillas, secretarías del departamento.

A todos mis compañeros del Departamento de Termodinámica, en especial a José Luis Gómez, Roberto Pedrós, Raquel Niclós y Luis Alonso, con los que pude compartir mi estancia en Finlandia, y a Fernando Camacho, Javier García,

Gloria Fernández y Luis Guanter, por compartir conmigo el día a día. No, Raúl, no me olvido de ti. Espero que te vaya todo bien por Argentina.

Al personal administrativo del departamento: Amparo Sebastà, Amparo Cambres, Asunción Herráiz y Enrique Villaescusa. Gracias por vuestro amable trato.

Al Dr. José Moreno Méndez, coordinador del proyecto DAISEX, por su inestimable ayuda que nos ha permitido disponer de algunas de las imágenes mostradas en este trabajo y participar en distintas campañas de campo.

A José González, del Instituto de Desarrollo Regional (IDR) de la Universidad de Castilla La Mancha en Albacete, por proporcionarme los mapas de cultivo de la zona de Barrax.

A las doctoras Françoise Nerry y Jélila Labeled y al doctor Z.-L. Li, de la Universidad Louis Pasteur de Estrasburgo, por su colaboración en el tratamiento de las imágenes DAIS y por toda la ayuda prestada.

A los doctores Alan Gillespie y Don Sabol, de la Universidad de Washington, por proporcionarnos las imágenes ASTER. Gracias también por vuestra amable acogida durante mi visita. Nunca olvidaré el viaje realizado por California y Nevada. Por cierto, Don, aún recuerdo el sabor de aquel caramelo de mango recubierto de una “deliciosa” capa de chile.

Al Dr. Pablo Zarco-Tejada, por contar con nosotros en la campaña de Córdoba, y al Dr. Wout Verhoef, por proporcionarnos la información y los resultados del modelo 4SAIL.

A aquellas personas que han realizado estancias y trabajado en nuestra unidad de investigación, Hecham El Kharraz, Naoufal Raissouni, Sonia Laporta, Lucho Morales, Juan Carlos Parra y Leo Paolini, y a aquellos que trabajan o

Agradecimientos

colaboran actualmente con nosotros, Alfonso Galdón, Guadalupe Sepulcre, Yves Julien y Shen Qingfeng. Conoceros ha sido una experiencia muy enriquecedora.

Por último, y no por ello menos importante, sino más bien todo lo contrario, quisiera expresar mi agradecimiento a mis compañeros de laboratorio: a Guíllem CachondoCrack, a Mónica CaféPitillo, a Mireia OeoeVivamedina, a Malena MesabeSupermal y a Juan Semehaestropeao. Gracias por aguantarme y compartir conmigo el día a día. Me siento afortunado por poder trabajar con todos vosotros.

No podría olvidar en estas líneas de agradecimientos a Jauad ValeTio. Como dirías tú, espero que la luz de nuestra amistad no se extinga nunca.

En general, quisiera mostrar mi gratitud a todas aquellas personas que me han ayudado a lo largo de todos estos años. ¡Gracias a todos!

Antes de terminar este apartado dedicado a los agradecimientos, desearía dedicar esta memoria especialmente a mis padres, por todo lo que me han dado a lo largo de mi vida, y a Laura, por compartir su vida conmigo. Un abrazo de todo corazón para ellos.

Córdoba (Medina Azahara, Aixa)

Cuando en la noche me quedo a solas
Más de mil sueños se me amontonan
Y los recuerdos me hacen sentirte en mí

Desde la Sierra al Guadalquivir
Años de historia pasan por ti
Ciudad del mundo siempre bella y sin fin

Cuando despierto no me abandonas
Siento mi sangre que por ti brota
Puertas abiertas de par en par a la humanidad

Córdoba
Llegando el día tú me enamoras
Y por la noche me embrujas a solas
Y con tu magia me haces soñar

Córdoba
Cristiana Blanca y Reina Mora
Paseo tus calles clavel y rosas
Llenas mis sueños de libertad

Entre mis sueños paseo a solas
Por los rincones que a ti te adoman
Olor a azahar y noches a jazmín

Aquí que caben las primaveras

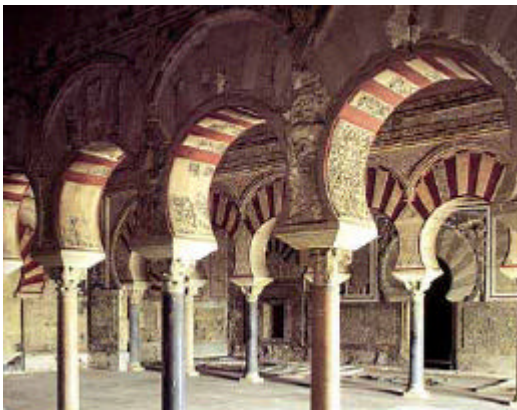
Aquí que sueño siempre con verlas
Cuando me vaya dejadme estar aquí

Córdoba
Dicen de ti que siempre estás sola
Que eres sultana y que enamoras
Que aquel que viene nunca se va

Córdoba.

Madinat al-Zahra (Córdoba)

(mandada construir en el año 936 por el califa Abd al-Rahman III)



ÍNDICE

Agradecimientos	ix
Lista de Figuras	xxi
Lista de Tablas	xxix
INTRODUCCIÓN	1
Capítulo 1 FUNDAMENTOS TEÓRICOS	11
1.1 INTRODUCCIÓN	13
1.2 TRANSFERENCIA RADIATIVA CLÁSICA	14
1.2.1 Definiciones y magnitudes radiométricas básicas	15
1.2.2 Absorción	16
1.2.3 Dispersión	18
1.2.4 Absorción y dispersión	20
1.2.5 La ecuación de transferencia radiativa	21
1.2.6 Transferencia radiativa en una atmósfera no dispersora en equilibrio termodinámico local	25

1.3 CONEXIÓN ENTRE LA TEORÍA CLÁSICA Y LA TEORÍA ONDULATORIA Y ESTADÍSTICA	31
1.3.1 Revisión histórica	31
1.3.2 Reinterpretación de la teoría de transferencia	36
1.3.3 Principios básicos de la teoría ondulatoria y estadística	39
1.4 TEORÍA DE TRANSFERENCIA DE FOTONES EN COBERTURAS VEGETALES	45
1.4.1 Introducción	46
1.4.2 La ecuación de transporte para coberturas vegetales	47
1.4.3 Modelos ópticos para coberturas vegetales	56
1.4.4 Probabilidad de intercepción: función <i>gap</i>	58
Capítulo 2 MODELOS DE TRANSFERENCIA RADIATIVA PARA SUPERFICIES RUGOSAS Y HETEROGÉNEAS	61
2.1 INTRODUCCIÓN	63
2.2 MODELO GEOMÉTRICO PARA CULTIVOS DISTRIBUIDOS EN HILERAS (Sobrino et al., 1990)	65
2.2.1 Análisis de contribuciones a la radiancia para un sistema rugoso y heterogéneo	65
2.2.2 Parámetros efectivos	68
2.2.3 Aplicación a cajas paralalelepípedas lambertianas	70
2.2.4 Efecto de cavidad	73
2.2.5 Extensión del modelo a N elementos con distintas emisividades y geometrías	74
2.3 MODELO DE TRANSFERENCIA RADIATIVA BASADO EN LA FUNCIÓN <i>GAP</i> (François et al., 1997)	79
2.4 MODELO DE TRANSFERENCIA RADIATIVA 4SAIL (Verhoef et al., 2004)	83
2.5 MODELO DE TRANSFERENCIA RADIATIVA 3-D DART (Guillevic et al., 2003)	85
2.6 MODELOS BASADOS EN EL CÁLCULO DE LA BRDF (Snyder y Wan, 1998)	92

Capítulo 3 METODOLOGÍA	99
3.1 INTRODUCCIÓN	101
3.2 SIMULACIONES	101
3.2.1 Códigos de transferencia radiativa: MODTRAN	102
3.2.2 Radiosondeos atmosféricos: base de datos TIGR	104
3.2.3 Espectros de emisividad	108
3.2.4 Minimizaciones	110
3.3 CAMPAÑAS DE CAMPO	111
3.3.1 La zona agrícola de Barrax	111
3.3.2 La zona de olivos de Córdoba	113
3.3.3 La experiencia DAISEX	114
3.3.4 La misión SPECTRA y las campañas SPARC	115
3.3.5 El proyecto EAGLE	119
3.4 MEDIDAS DE CAMPO	119
3.4.1 Instrumentación	120
3.4.2 Estimación de la emisividad: método de la caja	124
3.4.3 Obtención de la temperatura de la superficie	128
3.4.4 El método TES como alternativa a las medidas tradicionales	130
3.5 SENSORES E IMÁGENES	131
3.5.1 El sensor DAIS	131
3.5.2 El sensor ASTER	135
Capítulo 4 ESTIMACIÓN DE LA TEMPERATURA DESDE SATÉLITE	141
4.1 INTRODUCCIÓN	143
4.2 MÉTODO MONOCANAL	146
4.2.1 Algoritmo monocanal de Qin, Karnieli y Berliner (2001)	149
4.2.2 Algoritmo monocanal generalizado de Jiménez-Muñoz y Sobrino (2003)	152
4.2.3 Estudio comparativo	177
	xvii

4.3 MÉTODO BIANGULAR	181
4.3.1 Desarrollo teórico y análisis de sensibilidad	181
4.3.2 Simulación y aplicación a la misión SPECTRA	183
4.3.3 Estimación del ángulo de observación <i>forward</i> óptimo	186
4.4 MÉTODO BICANAL O <i>SPLIT-WINDOW</i>	189
4.4.1 Desarrollo teórico y análisis de sensibilidad	189
4.4.2 Algoritmo bicanal generalizado: combinación de canales óptima	191
4.4.3 Efecto de la anchura de banda (FWHM)	194
4.4.4 Algoritmos <i>split-window</i> dentro del marco de la misión SPECTRA	195
4.4.5 Algoritmos bicanal para el sensor ASTER	197
4.4.6 Comparación entre métodos	199
Capítulo 5 ESTIMACIÓN DE LA EMISIVIDAD DESDE SATÉLITE	203
5.1 INTRODUCCIÓN	205
5.2 MÉTODO DE LOS UMBRALES DEL NDVI	209
5.2.1 Píxeles mezcla	209
5.2.2 Píxeles cubiertos por vegetación	210
5.2.3 Píxeles de suelo desnudo	211
5.2.4 Aplicación a sensores de alta resolución: ASTER y DAIS	212
5.2.5 Estimación de la proporción de vegetación	217
5.3 MÉTODO TES	223
5.3.1 Módulo NEM	224
5.3.2 Módulo RATIO	225
5.3.3 Módulo MMD	226
5.3.4 Relaciones entre ϵ_{\min} y MMD	227

Capítulo 6 RESULTADOS Y APLICACIÓN A IMÁGENES DE SATÉLITE	233
6.1 INTRODUCCIÓN	235
6.2 RESULTADOS OBTENIDOS A PARTIR DE LAS MEDIDAS DE CAMPO	236
6.2.1 Emisividad	237
6.2.2 Temperatura	244
6.3 APLICACIÓN A IMÁGENES DAIS	249
6.3.1 Estimación de la emisividad	250
6.3.2 Estimación de la temperatura	252
6.3.3 Estimación del contenido en vapor de agua atmosférico	254
6.4 APLICACIÓN A IMÁGENES ASTER	257
6.4.1 Calibración de las bandas térmicas de ASTER	257
6.4.2 Estimación de la emisividad	261
6.4.3 Aplicación del contraste espectral para discriminar distintos tipos de vegetación	274
6.4.4 Estimación de la temperatura: comparación entre métodos	275
6.5 EMISIVIDAD DIRECCIONAL	277
6.5.1 Comparación entre modelos	279
6.5.2 Efectos angulares en las imágenes DAIS	292
RESUMEN Y CONCLUSIONES	297
Apéndice A. LA FUNCIÓN DE PLANCK	311
Apéndice B. LA LEY DE KIRCHHOFF	313
Apéndice C. DESARROLLO TEÓRICO DEL ALGORITMO BIANGULAR	315
REFERENCIAS	321

Contenido del CD-ROM:

Anexo I

“Surface emissivity retrieval from Digital Airborne Imaging Spectrometer data”

Sobrino, J. A., J.C. Jiménez-Muñoz, J. Labed-Nachbrand and F. Nerry

Journal of Geophysical Research, 107(D23), doi:10.1029/2002JD002197, 2002.

Anexo II

“A generalizaed single-channel method for retrieving land surface temperature from remote sensing data”

Jiménez-Muñoz and J.A. Sobrino

Journal of Geophysical Research, 108(D22), doi:10.1029/2003JD003480, 2003.

Anexo III

“Single-channel and two-channel methods for land surface temperature retrieval from DAIS data and its application to the Barrax site”

Sobrino, J. A., J.C. Jiménez-Muñoz, J. El-Kharraz, M. Gómez, M. Romaguera and G. Sòria

International Journal of Remote Sensing, 25(1): 215-230, 2004.

Anexo IV

“Land surface temperature retrieval from LANDSAT TM 5”

Sobrino, J.A., J.C. Jiménez-Muñoz and L. Paolini

Remote Sensing of Environment, 90:434-440, 2004.

Lista de Figuras

FIGURA 1.1 Balance de energía en un elemento de volumen (adaptada de Lenoble, 1993).

FIGURA 1.2 Esquema de los términos que contribuyen a la radiancia medida por un sensor en la región del infrarrojo térmico.

FIGURA 1.3 Representación esquemática del balance energético considerado en el proceso de transferencia radiativa.

FIGURA 1.4 Conexión entre la teoría de transferencia radiativa y la teoría ondulatoria (adaptado de Apresyan y Kravtsov, 1996).

FIGURA 2.1 Esquema de contribuciones a la radiancia total para una superficie rugosa y heterogénea en emisividad y temperatura (adaptada de Sobrino, 2000).

FIGURA 2.2 Geometría basada en cajas paralelepípedas lambertianas para describir una superficie rugosa.

FIGURA 2.3 Superficie rugosa representada mediante cajas lambertianas formadas por 2 elementos con distinta emisividad.

FIGURA 2.4 Superficie rugosa caracterizada por cajas y cilindros lambertianos infinitos.

FIGURA 3.1 Ejemplo del formato MODTRAN para un radiosondeo extraído de la base TIGR correspondiente a una atmósfera de latitudes medias de verano con una temperatura de superficie de 285.2 K y un contenido en vapor de agua de 1.6 g/cm².

FIGURA 3.2 Valores de a) reflectividad y b) emisividad para cinco muestras correspondientes a hierba verde, hierba seca, suelo (85P3707), diorita y mármol extraídos de la librería espectral de ASTER.

FIGURA 3.3 Fotografía de la zona de Barrax.

FIGURA 3.4 Campo de olivos situado en la zona agrícola experimental de Córdoba. Los mástiles contienen sensores térmicos para un registro continuo de valores de temperatura.

FIGURA 3.5 Filtros correspondientes al radiómetro a) CIMEL CE 312-1 y b) CIMEL CE 312-2 ASTER.

FIGURA 3.6 Filtro correspondiente al radiómetro RAYTEK Thermalert MID.

FIGURA 3.7 Radiómetros térmicos a) CIMEL CE 312-1, b) RAYTEK ST8, c) RAYTEK Thermalert MID y d) EVEREST 1000.4ZLC.

FIGURA 3.8 Montaje utilizado para la medida de emisividades con el método de la caja: a) caja con techo reflector y b) tapa negra emisora y calefactora.

FIGURA 3.9 Funciones filtro para las 6 bandas térmicas del sensor DAIS.

FIGURA 3.10 El sensor DAIS y su diseño.

FIGURA 3.11 Imagen DAIS de la zona de Barrax con la notación utilizada para las distintas parcelas y cultivos. La imagen fue adquirida durante la campaña DAISEX-99, y se ha utilizado un falso color RGB con las bandas 10 ($0.659 \mu\text{m}$), 4 ($0.553 \mu\text{m}$) y 1 ($0.498 \mu\text{m}$).

FIGURA 3.12 Imagen ASTER de la zona de Barrax adquirida el día 28 de Junio de 2000. La imagen corresponde a un falso color RGB utilizando las bandas 3 ($0.807 \mu\text{m}$), 2 ($0.661 \mu\text{m}$) y 1 ($0.556 \mu\text{m}$). La figura (a) muestra la imagen ASTER completa, mientras que la (b) corresponde a la zona de estudio señalada con un recuadro azul en la figura (a).

FIGURA 4.1 Función filtro construida como una mezcla de una función triangular y una gaussiana (ver Ecuación 4.36).

Lista de Figuras

FIGURA 4.2 Espectro de transmisividad obtenido a partir de MODTRAN 3.5 y espectro convolucionado según la función filtro gaussiana-triangular para una atmósfera con un contenido en vapor de agua de 0.75 g/cm^2 .

FIGURA 4.3 Errores cometidos en la TST debido a los errores cometidos en la emisividad de la superficie terrestre.

FIGURA 4.4 Errores cometidos en la TST debido a los errores cometidos en el vapor de agua, la longitud de onda y la temperatura de brillo medida por el sensor.

FIGURA 4.5 Errores cuadráticos medios (RMSE) para la TST obtenida con el algoritmo monocanal generalizado para una longitud de onda de $11 \mu\text{m}$ en función de distintos valores de emisividad. Los errores han sido obtenidos a partir de un proceso de validación realizado con datos de simulación extraídos de un total de 1702 radiosondeos y el código MODTRAN 3.5.

FIGURA 4.6 Diferencia entre la TST obtenida a partir de los radiosondeos (TST_{rad}) y la obtenida con el algoritmo monocanal generalizado (TST_{mono}) para una longitud de onda de $11 \mu\text{m}$ en función de distintos valores de vapor de agua. Los valores han sido obtenidos a partir de un proceso de validación realizado con datos de simulación extraídos de un total de 1702 radiosondeos y el código MODTRAN 3.5.

FIGURA 4.7 Gráfica similar a la presentada en la Figura 4.5, pero sin considerar las aproximaciones de las funciones atmosféricas con el vapor de agua.

FIGURA 4.8 Gráfica similar a la presentada en la Figura 4.6, pero sin considerar las aproximaciones de las funciones atmosféricas con el vapor de agua.

FIGURA 4.9 Comparación entre el filtro gaussiano-triangular (GT) y los filtros correspondientes a las bandas a) 4 y 5 del sensor AVHRR, b) 11 y 12 del sensor ATSR2, c) 13 y 14 del sensor ASTER y d) 6 del sensor TM.

FIGURA 4.10 Filtros ideales considerados para los dos canales térmicos (IT-1, IT-2) propuestos en el marco de la misión SPECTRA.

FIGURA 4.11 Longitud de onda óptima (λ_{op}) efectiva en función del contenido en vapor de agua atmosférico (w).

FIGURA 4.12 Diferencia entre la TST obtenida a partir de los radiosondeos (TST_{rad}) y la obtenida con los distintos algoritmos monocanal ($TST_{\text{algoritmo}}$) en

función de distintos valores de vapor de agua a partir de un proceso de validación realizado con datos de simulación extraídos de un total de 1702 radiosondeos y el código MODTRAN 3.5.

FIGURA 4.13 Similar a la Figura 4.12, pero considerando únicamente los algoritmos QK&B_{w,T} y JM&S_w y un total de 936 radiosondeos.

FIGURA 4.14 Error total para la temperatura de mar obtenida con un algoritmo biangular en función del ángulo de observación *forward* (θ_f) considerado. El ángulo de observación está referido al observador (OZA).

FIGURA 4.15 Diferencias entre la temperatura de la superficie terrestre extraída de los 1702 radiosondeos utilizados para la validación (TST_{rad}) y la obtenida mediante el algoritmo *split-window* (TST_{sw}) en función del contenido en vapor de agua atmosférico. Se ha considerado un valor de emisividad correspondiente a vegetación (coníferas).

FIGURA 4.16 Valores de desviación estándar para la TST obtenida mediante un algoritmo *split-window* en los canales de 11 y 12 μm en función del ancho de banda (FWHM) considerado.

FIGURA 4.17 Diferencias entre la temperatura de la superficie terrestre extraída de los 1702 radiosondeos utilizados para la validación (TST_{rad}) y la obtenida mediante los algoritmos monocanal y *split-window* ($TST_{algoritmo}$) en función del contenido en vapor de agua atmosférico. Se ha considerado un valor de emisividad correspondiente a vegetación (coníferas).

FIGURA 5.1 Cociente entre el error en la estimación de la emisividad debido a la indeterminación de la proporción de vegetación (P_v) y el propio error de P_v en función de los valores del factor de forma F' para los casos de emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 respectivamente, y de 0.97 y 0.99.

FIGURA 5.2 Relación entre la emisividad mínima (ϵ_{min}) y el contraste espectral (MMD) obtenida a partir de espectros de emisividad correspondientes a rocas, suelos, vegetación, agua y hielo pertenecientes a la librería espectral de ASTER y promediados según la función filtro de las bandas térmicas del sensor ASTER. El número total de muestras considerado para el caso (a) es de 299, mientras que en el caso (b) se han eliminado aquellos valores que cumplen simultáneamente que $MMD < 0.25$ y $\epsilon_{min} < 0.80$, quedando finalmente un total de 274 muestras.

Lista de Figuras

FIGURA 6.1 Valores de emisividad obtenidos aplicando el método TES a los radiómetros a) CIMEL ASTER y b) combinación de los dos CIMEL a partir de medidas de campo para distintas muestras pertenecientes a la zona agrícola de Barrax.

FIGURA 6.2 Fotografías de las distintas muestras consideradas para realizar las medidas de emisividad con los radiómetros CIMEL aplicando el método TES en la zona de Barrax.

FIGURA 6.3 Fotografía del cielo de Barrax en el momento de la realización de las medidas de emisividad.

FIGURA 6.4 Emisividades obtenidas con el método TES a partir de medidas de campo en la zona experimental de Córdoba. Los espectros de emisividad corresponden a un total de 12 olivos etiquetados tal y como se muestran en la leyenda en función del sistema de riego.

FIGURA 6.5 a) Montaje de los radiómetros CIMEL en la grúa utilizada para realizar las medidas de emisividad sobre olivos y b) vista desde la grúa de la copa del olivo.

FIGURA 6.6 Emisividad obtenida con el método de la caja para la zona de suelo desnudo situada en el campo de olivos de la zona experimental de Córdoba.

FIGURA 6.7 Caja pequeña y radiómetro CIMEL CE 312-2 ASTER sobre la zona de suelo correspondiente a la zona de olivos.

FIGURA 6.8 Mástiles utilizados para realizar medidas de temperatura radiométrica en zonas de suelo desnudo (izquierda) y hierba (derecha).

FIGURA 6.9 Valores de temperatura radiométrica y de superficie medidos con el radiómetro RAYTEK MID sobre las zonas de a) suelo desnudo y b) hierba.

FIGURA 6.10 Comparación entre las temperaturas radiométricas obtenidas a partir de medidas fijas con el radiómetro RAYTEK MID y medidas realizando transectos con el radiómetro RAYTEK ST8, ambos de banda ancha (8-14 μm), para las zonas de a) suelo desnudo y b) hierba.

FIGURA 6.11 Emisividad media obtenida con el método NEM siguiendo el procedimiento descrito en Jiménez-Muñoz et al. (2003) a partir de la imagen DAIS

de la zona de Barrax adquirida el 3 de Junio de 1999 a las 12:00 GMT en el marco de las campañas DAISEX.

FIGURA 6.12 Imagen de temperatura de la superficie terrestre obtenida con el método monocanal de Qin et al. (2001) y el algoritmo *split-window* a partir de la imagen DAIS adquirida sobre la zona de Barrax del día 3 de Junio de 1999, a las 12:00 GMT.

FIGURA 6.13 Contenido en vapor de agua atmosférico obtenido mediante la técnica del cociente a partir de datos del visible e infrarrojo cercano para la imagen DAIS de la zona de Barrax adquirida el día 3 de Junio de 1999.

FIGURA 6.14 Valores de a) NDVI y b) proporción de vegetación para suelo desnudo, alfalfa, cebada de secano y maíz de regadío correspondientes a la zona de Barrax para las fechas de adquisición de las imágenes ASTER durante los años 2000 y 2001.

FIGURA 6.15 Espectros de emisividad obtenidos con los métodos TES y $NDVI^{UMB}$ para la muestra de alfalfa para las distintas imágenes ASTER a) 28-Junio-2000, b) 15-Agosto-2000, c) 31-Agosto-2000, d) 28-Abril-2001 y e) 2-Agosto-2001. Los espectros correspondientes a coníferas y hierba de la librería espectral de ASTER también han sido representados.

FIGURA 6.16 Espectros de emisividad obtenidos con los métodos TES y $NDVI^{UMB}$ para la muestra de suelo desnudo para las distintas imágenes ASTER a) 28-Junio-2000, b) 15-Agosto-2000, c) 31-Agosto-2000, d) 28-Abril-2001 y e) 2-Agosto-2001. Los valores *in situ* obtenidos con el radiómetro CIMEL CE 312-1 también han sido representados.

FIGURA 6.17 Espectros de emisividad obtenidos con los métodos TES y $NDVI^{UMB}$ para la muestra de maíz para las distintas imágenes ASTER a) 28-Junio-2000, b) 15-Agosto-2000, c) 31-Agosto-2000, d) 28-Abril-2001 y e) 2-Agosto-2001. Los valores *in situ* obtenidos con el radiómetro CIMEL CE 312-1 también han sido representados.

FIGURA 6.18 Espectros de emisividad obtenidos con los métodos TES y $NDVI^{UMB}$ para la muestra de cebada de secano para las distintas imágenes ASTER a) 28-Junio-2000, b) 15-Agosto-2000, c) 31-Agosto-2000, d) 28-Abril-2001 y e) 2-Agosto-2001. Los valores *in situ* obtenidos con el radiómetro CIMEL CE 312-1 también han sido representados.

Lista de Figuras

FIGURA 6.19 Mapas de emisividad para la zona de Barrax obtenidos con los métodos NDVI^{UMB} (izquierda) y TES (derecha) a partir de imágenes ASTER. La resolución espacial de la imagen NDVI^{UMB} es de 15 m, mientras que la de la imagen TES es de 90 m.

FIGURA 6.20 Gráfica de los valores de NDVI frente a valores de contraste espectral (MMD) para las muestras de suelo, alfalfa, maíz y cebada correspondientes a la imagen ASTER del día 28 de Junio de 2000.

FIGURA 6.21 Mapas de temperatura de la superficie terrestre para la zona de Barrax obtenidos con los métodos TES (izquierda) y monocanal aplicado a la banda 14 (derecha) a partir de imágenes ASTER. La resolución espacial de las imágenes es de 90 m.

FIGURA 6.22 Emisividad direccional obtenida a partir del modelo de cajas lambertianas propuesto por Sobrino et al. (1990) para el caso de a) emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 y b) emisividad de suelo y vegetación de 0.97 y 0.99, para distintas proporciones de vegetación (P_v) en la visión nadir (13%, 48% y 83%).

FIGURA 6.23 Emisividad direccional obtenida a partir del modelo geométrico propuesto por Snyder y Wan (1998) basado en la estimación de la BRDF mediante modelos de kernel. Las dos curvas mostradas corresponden al caso de emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 o 0.97 y 0.99, respectivamente.

FIGURA 6.24 Emisividad direccional obtenida a partir de la parametrización propuesta por François et al. (1997) para el caso de a) emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 y b) emisividad de suelo y vegetación de 0.97 y 0.99, en función de distintos valores de LAI (0.5, 1, 2.5, 4 y 6).

FIGURA 6.25 Emisividad direccional obtenida a partir del modelo de BRDF volumétrico de Snyder y Wan (1998) para el caso de a) emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 y b) emisividad de suelo y vegetación de 0.97 y 0.99, en función de distintos valores de LAI (0.5, 1, 2.5, 4 y 6).

FIGURA 6.25 Emisividad direccional obtenida a partir del modelo 4-SAIL para el caso de a) emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 y b) emisividad de suelo y vegetación de 0.97 y 0.99, en función de distintos valores de LAI (0.5, 1, 2.5, 4 y 6).

FIGURA 6.27 Emisividad direccional obtenida a partir del modelo de François et al. (1997), del modelo volumétrico de BRDF y del modelo 4-SAIL para el caso de a) LAI 0.5 y b) LAI 6 para el caso de una emisividad del suelo de 0.94 y una emisividad de la vegetación de 0.98.

FIGURA 6.28 Diferencias entre la emisividad obtenida mediante el modelo de François et al. y la emisividad obtenida mediante a) el modelo volumétrico de BRDF y b) el modelo 4SAIL, para el caso de una emisividad del suelo de 0.94 y una emisividad de la vegetación de 0.98.

FIGURA 6.29 Comparación entre la emisividad direccional obtenida a partir del modelo geométrico de Sobrino et al. (1990) asumiendo un comportamiento lambertiano del suelo o considerando las variaciones angulares medidas por Cuenca y Sobrino (2003). Como datos iniciales de emisividad de suelo y vegetación se ha considerado 0.97 y 0.99 respectivamente.

FIGURA 6.30 Esquema de los vuelos consecutivos del sensor DAIS realizados en la zona de Barrax durante las campañas DAISEX. La imagen de la derecha muestra las diferencias en el ángulo de observación entre dos vuelos transversales para las zonas mostradas en la imagen de la izquierda.

FIGURA 6.31 Diferencias en emisividad y temperatura obtenidas con el método NEM entre dos vuelos consecutivos DAIS.

Lista de Tablas

TABLA 1.1 Magnitudes radiométricas básicas relativas al campo de radiación (tabla extraída de Sobrino, 2000).

TABLA 1.2 Principales expresiones para la función de distribución de inclinación de las hojas (adaptada de Weiss et al., 2004).

TABLA 3.1 Características principales de la base de datos de radiosondeos utilizada. En la tabla se muestran los valores máximos, mínimos y medios con su desviación estándar para la temperatura (del primer nivel) y del contenido en vapor de agua. Los radiosondeos han sido clasificados en función de la atmósfera estándar a la cual representan: tropical (TRO), latitudes medias de verano (LMV), latitudes medias invierno (LMI), subártica verano (SAV) y subártica invierno (SAI).

TABLA 3.2 Espectros de emisividad utilizados en la simulación (extraídos de la librería espectral de ASTER).

TABLA 3.3 Resumen de las características técnicas requeridas para la misión SPECTRA.

TABLA 3.4 Características principales de los radiómetros térmicos.

TABLA 3.5 Características espectrales del sensor DAIS.

TABLA 3.6 Características técnicas del sensor DAIS.

TABLA 3.7 Características de las imágenes DAIS utilizadas durante las campañas DAISEX. El número de filas y columnas hace referencia a las imágenes corregidas geoméricamente.

TABLA 3.8 Especificaciones técnicas para el instrumento ASTER.

TABLA 3.9 Productos estándar de ASTER.

TABLA 3.10 Notación utilizada para las imágenes ASTER.

TABLA 4.1 Longitud de onda efectiva y ancho de banda (FWHM) para algunos sensores térmicos típicos utilizados en teledetección.

TABLA 4.2. Expresiones numéricas para las funciones atmosféricas de acuerdo con la Ecuación (4.38) y las Ecuaciones (4.39) a (4.42), donde 'F. A.' hace referencia a Función Atmosférica y 'R' indica el coeficiente de correlación obtenido en la regresión lineal.

TABLA 4.3 Validación del algoritmo monocanal generalizado a partir de los datos obtenidos con distintos sensores térmicos sobre distintas zonas de Australia.

TABLA 4.4 Validación del algoritmo monocanal generalizado a partir de los datos AVHRR obtenidos durante el experimento BOREAS sobre una zona de Canadá.

TABLA 4.5 Validación de los distintos algoritmos monocanal a partir de datos de simulación.

TABLA 4.6 Error total para la TST obtenida a partir de un algoritmo biangular considerando distintos valores para el incremento de la emisividad entre nadir y *forward* para los suelos.

TABLA 4.7 Coeficientes biangular para las distintas combinaciones (ver Ecuación 4.85).

TABLA 4.8 Errores para la temperatura de mar obtenidos mediante un algoritmo biangular para distintos ángulos *forward* considerando unos errores para las temperaturas radiométricas medidas por el sensor de 0.1 K y 0.05 K.

TABLA 4.9 Combinaciones de longitudes de onda óptimas para algoritmos split-window. σ representa la desviación estándar o error en la estimación correspondiente al algoritmo obtenida a partir de ajustes estadísticos.

TABLA 4.10 Coeficientes *split-window* de acuerdo con la Ecuación (4.97) obtenidos para los canales térmicos propuestos en la misión SPECTRA considerando distintos ángulos de observación.

TABLA 4.11 Errores de la TST obtenida mediante algoritmos *split-window* desarrollados para la misión SPECTRA y considerando distintos ángulos de observación.

TABLA 4.12 Errores de la TST obtenida mediante algoritmos bicanal desarrollados para el sensor ASTER y considerando las distintas combinaciones entre los canales térmicos (del 10 al 14). Los valores han sido obtenidos considerando errores radiométricos de 0.3 K. Entre paréntesis se muestra también el error total obtenido considerando un error radiométrico de 0.1 K.

TABLA 5.1 Valores de emisividad medios correspondientes a las muestras de suelo incluidas en la librería espectral de ASTER para las bandas térmicas (de la 10 a la 14). En la tabla se muestra también el número de espectros correspondientes a cada caso así como los valores de desviación estándar de la emisividad (entre paréntesis).

TABLA 6.1 Coeficientes de conversión de unidades (CCU) para el sensor ASTER.

TABLA 6.2 Valores de emisividad *in situ* obtenidos con el método de la caja a partir de medidas realizadas con los radiómetros CIMEL CE 312-1 y RAYTEK ST8 durante las campañas DAISEX. La desviación estándar de los valores se muestra entre paréntesis.

TABLA 6.3 Diferencia entre los valores de emisividad obtenidos con el método $NDVI^{UMB}$ y el método TES para las distintas bandas térmicas de ASTER (de la 10 a la 14) sobre distintas muestras. Entre paréntesis se muestra los valores obtenidos cuando sólo se consideran las muestras de alfalfa y suelo desnudo. Bias hace referencia al promedio de las diferencias, σ representa la desviación estándar y μ representa el error cuadrático medio, obtenido como suma cuadrática del bias y la desviación estándar.

TABLA 6.4 Diferencias entre la emisividad obtenida con los métodos $NDVI^{UMB}$ y TES para la banda 13 de ASTER y la emisividad medida *in situ* con la banda 3 del radiómetro CIMEL CE 312-1 para distintas muestras. Bias hace referencia al promedio de las diferencias, σ representa la desviación estándar y μ representa el error cuadrático medio, obtenido como suma cuadrática del bias y la desviación estándar.

TABLA 6.5 Comparación entre los valores de temperatura obtenidos con el método TES y los métodos monocanal y *split-window*. Bias hace referencia al promedio de las diferencias, σ representa la desviación estándar y μ representa el error cuadrático medio, obtenido como suma cuadrática del bias y la desviación estándar.

INTRODUCCIÓN

DEFINICIÓN Y ORÍGENES DE LA TELEDETECCIÓN

El término Teledetección en su vocablo inglés, *Remote Sensing*, fue utilizado por primera vez por la *U.S. Office of Naval Research* en la década de los 60. La palabra Teledetección es, en un sentido amplio, la adquisición de información sobre un objeto sin realizar un contacto físico con él (Rees, 2001). Esta es una definición simple, pero demasiado pobre para ser utilizada realmente. En este trabajo centraremos la atención en la superficie y la atmósfera terrestre, vistas desde arriba utilizando radiación electromagnética. Esta definición más estrecha excluye algunas técnicas como investigaciones sísmicas, geomagnéticas y sonar, así como tratamiento de imágenes médicas o planetarias, pero incluye un conjunto amplio y razonable de técnicas, hoy en día a menudo descritas por el nombre alternativo de observación de la Tierra. Estas técnicas, las cuales tienen ahora un gran rango de aplicaciones en la esfera civil, así como sus obvios usos militares, hacen uso de información impresa de alguna forma en radiación electromagnética que va desde el ultravioleta a las radio frecuencias.

Los orígenes de la teledetección se pueden remontar al siglo IV a.c. y la cámara oscura de Aristóteles (o, al menos, al instrumento descrito por Aristóteles en sus *Problemas*, pero quizá conocidos incluso antes). Aunque en el siglo XVII empezaron a realizarse avances significativos en la teoría óptica, y las lentes de

cristal se conocían mucho antes, los primeros avances reales hacia nuestra concepción moderna de la teledetección se produjeron en la primera mitad del siglo XIX con la invención de la fotografía. Por primera vez, fue posible grabar una imagen permanente y objetivamente. También durante el siglo XIX, se descubrieron formas de radiación electromagnética más allá del espectro visible (radiación infrarroja por Herschel, ultravioleta por Ritter y ondas de radio por Hertz) y en 1863 Maxwell desarrolló la teoría electromagnética de la cual dependen muchos de los conocimientos que tenemos de estos fenómenos.

La fotografía aérea siguió inmediatamente al descubrimiento del método fotográfico. La primera fotografía aérea, desafortunadamente con una corta existencia, fue tomada probablemente en 1858 por Gaspard Félix Tournachon, adquirida desde un globo a una altitud de unos 80 m. También se utilizaron cometas, y alrededor de 1980 la utilidad de la fotografía aérea era tan reconocida que Batut publicó un libro sobre esta materia.

El siguiente paso hacia lo que nosotros conocemos actualmente como teledetección llegó con el desarrollo de aviones prácticos a principios del siglo XX. De nuevo, las aplicaciones potenciales fueron rápidamente reconocidas y se tomaron fotografías aéreas desde aviones a partir de 1909. La fotografía aérea fue utilizada durante la Primera Guerra Mundial para reconocimientos militares y, durante el periodo comprendido entre las dos Guerras Mundiales, empezaron a desarrollarse los usos civiles de esta técnica, sobre todo en cartografía, geología, agricultura y silvicultura. Tanto las cámaras como las películas fotográficas y las plataformas aéreas sufrieron unos avances significativos, y la elaboración de mapas estereográficos alcanzó un notable estado de desarrollo. También durante este periodo, John Logie Baird, el inventor de la televisión, realizó unos trabajos iniciales sobre el desarrollo de sistemas aerotransportados de escaneo capaces de transmitir imágenes a tierra. Este trabajo fue altamente confidencial, siendo realizado en nombre del Ministerio Aéreo Francés. El proyecto finalizó debido a la inminencia de la guerra y olvidado hasta alrededor de 1985.

A raíz de la Segunda Guerra Mundial se produjo un desarrollo substancial de la teledetección. El reconocimiento fotográfico alcanzó un alto estado de desarrollo. De hecho, la invasión germana de Inglaterra, planeada para Septiembre

de 1940, se pudo prevenir gracias a la observación de concentraciones de barcos a lo largo del Canal Inglés. Se desarrollaron instrumentos sensibles a la radiación infrarroja, así como sistemas de radar. En particular, el proyecto destinado a la indicación de posiciones, conocido como *Plan Position Indicator*, utilizado por los bombarderos nocturnos consistía en un radar de imágenes que presentaba al operador con un mapa del terreno, representando por tanto el antepasado de futuros sistemas de imágenes de radar.

Por los años 50, las fotografías infrarrojas en falso color, que fueron originariamente desarrolladas para usos militares, empezaron a utilizarse para mapas de vegetación. Además, empezaron también a desarrollarse sistemas de imágenes de radar de alta resolución. Como estos avances continuaron a lo largo de los años 60, los sensores comenzaron a situarse en el espacio. Esto formó parte originariamente del programa de observación de la Luna, pero las ventajas de la aplicación de las mismas técnicas para la observación de la Tierra fueron rápidamente reconocidas, y la primera adquisición de imágenes multispectrales de la Tierra fue realizada desde el *Apolo 6*. Aunque hubo una serie de satélites de teledetección no tripulados – el primero de ellos fue el TIROS-1 lanzado en Abril de 1960 – el comienzo de la era moderna por lo que respecta a satélites de teledetección debería ser fechada con toda probabilidad en Julio de 1972 con la exitosa operación ERTS (Earth Resources Technology Satellite) de la NASA (U.S. National Aeronautics and Space Administration). La ERTS fue renombrada como Landsat-1, de manera que el programa Landsat continúa vigente en estos momentos con la plataforma Landsat-7, así como la reactivación de la plataforma Landsat-5 debido a los problemas técnicos sufridos por Landsat-7.

Desde el lanzamiento de ERTS in 1972, el número y diversidad de sistemas de teledetección tanto a bordo de satélites como de aviones ha crecido dramáticamente. De esa forma, actualmente se pueden medir un gran número de variables y se pueden construir bases de datos para periodos de tiempo cada vez más largos. El explosivo crecimiento de la cantidad de datos que son generados ha sido favorecido por la disponibilidad de recursos informáticos cada vez más potentes así como las facilidades para el almacenamiento de los datos.

APLICACIONES DE LA TELEDETECCIÓN

El enorme crecimiento en la disponibilidad de datos obtenidos mediante teledetección en las últimas cuatro décadas ha sido favorecido en parte por una disminución de los costes reales de los datos. Sin embargo, está claro que el uso de los datos debe de ofrecer algunas ventajas tangibles para justificar el coste de adquirirlos y analizarlos. Estas ventajas derivan de un número de características de teledetección. Probablemente, la más importante de éstas es que los datos pueden ser recogidos de una gran área de la superficie de la Tierra, o de un gran volumen de la atmósfera, en un corto periodo de tiempo, ya que virtualmente se puede obtener unos valores “instantáneos” (*snapshot*). Por ejemplo, los escáneres transportados por satélites geostacionarios como el METEOSAT pueden tomar una imagen de aproximadamente un cuarto de la superficie terrestre en menos de media hora. Cuando este aspecto se combina el hecho de que los sistemas a bordo de aviones o satélites pueden tomar datos de zonas en las que sería difícil realizar medidas *in situ* (lento, caro, peligroso, políticamente inconveniente, etc.), el poder potencial de la teledetección se vuelve aparente. Por supuesto, se derivan ventajas adicionales del hecho de que los sistemas de teledetección generan datos digitales calibrados que pueden introducidos directamente en una computadora para su análisis.

La teledetección encuentra un amplio rango de aplicaciones, incluyendo obviamente el área del reconocimiento militar en la cual tuvieron su origen muchas de las técnicas. En la esfera no militar, muchas de las aplicaciones pueden ser catalogadas aproximadamente como “medioambientales”, y podemos distinguir un rango de variables medioambientales que pueden ser medidas. En la atmósfera, éstas incluyen temperatura, precipitación, la distribución y tipo de nubes, velocidades del viento, y las concentraciones de gases como vapor de agua, dióxido de carbono, ozono, etc. Sobre la superficie terrestre, podemos medir el movimiento tectónico, la topografía, la temperatura, el albedo o reflectancia y la humedad del suelo, y determinar la cobertura terrestre con gran detalle, por ejemplo caracterizando el tipo de vegetación y su estado de salud o caracterizando acciones humanas como carreteras y ciudades. Sobre la superficie del océano, podemos medir la temperatura, la topografía (a partir de la cual tanto el campo gravitatorio terrestre como las mareas y corriente oceánicas pueden ser inferidas), velocidad del

viento, el espectro de energía de las olas y el color (el cual está a menudo relacionado con la productividad biológica por el plancton). También puede estudiarse la criosfera, la parte de la superficie terrestre cubierta por nieve y hielo, proporcionando datos sobre la distribución, condición y comportamiento dinámico de la nieve, hielo del mar, icebergs, glaciares y placas de hielo.

Ha habido avances considerables en la estimación de las condiciones medioambientales de la superficie terrestre a partir de observaciones de satélites, particularmente a partir de datos obtenidos mediante teledetección en el infrarrojo térmico. Así, la temperatura cercana a la superficie o temperatura del aire y el vapor de agua tienen una importancia crítica para el estudio de hidrología terrestre, procesos biosféricos y en general para otros procesos del sistema Tierra (Quattrochi y Luvall, 2004).

La teledetección en el infrarrojo térmico para obtener temperatura de superficie, temperatura del aire y vapor de agua atmosférico ha sido incorporada por Goez et al. (2000) en modelos de producción de eficiencia global (Glo-PEM, Global Production Efficiency Model) para estimar la producción primaria neta (NPP) global. Ellos usaron datos del sensor AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) desde 1982 hasta 1990 para registrar la variabilidad interanual del crecimiento de las plantas y del carbono a escala mundial. Sus resultados mostraron un descenso global en la NPP con un incremento en el hemisferio Norte para regiones de latitudes altas.

La modelización hidrológica puede beneficiarse también de la obtención de las condiciones superficiales y de la baja atmósfera desde satélite. La estimación de los balances de energía y agua para modelos hidrológicos depende tanto de la diferencia en temperatura entre la superficie y algún nivel en la atmósfera y la cantidad de vapor atmosférico. Dubayah et al. (2000) utilizaron estimaciones de la temperatura del aire a partir de datos AVHRR para un modelo de proceso de la superficie terrestre, VIC-2L, para la cuenca del río Mississippi. O'Donnell et al. (2000) aplicaron técnicas similares a la cuenca del río Ohio y encontraron una estimación de la escorrentía similar a la obtenida por datos de satélite y la obtenida a partir de medidas de campo. Lakshmi y Susskind (2001) utilizaron la temperatura de la superficie obtenida a partir de TOVS (TIROS Operacional Vertical Sounder)

para ajustar la humedad del suelo en un modelo de proceso de la superficie terrestre.

Esta lista de variables que se pueden medir, aunque no es completa, sí que es lo suficientemente grande para demostrar que hay un número lo suficientemente grande de disciplinas en las cuales los datos de teledetección pueden ser aplicados. Como ejemplo, algunas de las aplicaciones pueden incluir las siguientes disciplinas: agricultura y seguimiento de cultivos, arqueología, batimetría, cartografía, climatología, ingeniería civil, erosión costera, seguimiento y predicción de desastres, silvicultura, geología, glaciología, oceanografía, meteorología, seguimiento de la contaminación, caracterización de suelos, mapas urbanos, seguimiento y localización de recursos acuíferos, etc. No es posible presentar aquí un análisis completo de los costes y beneficios de la teledetección, en parte debido a que al menos hasta tiempo recientes, muchas de las operaciones realizadas a partir de la teledetección con satélites forman parte de programas nacionales o internacionales, por lo que sus costes han sido en cierta manera ocultados. Quizá es suficiente señalar que los datos disponibles mediante teledetección, particularmente desde plataformas espaciales, a menudo no pueden ser obtenidos de ninguna otra manera, por lo que una gran parte de nuestro conocimiento actual sobre el sistema climático global está ampliamente basado en estas observaciones desde satélites. Además, el uso de datos obtenidos mediante teledetección para la predicción y aviso de desastres naturales ha salvado miles de vidas humanas.

OBJETIVO DEL TRABAJO

Desde su fundación en 1995, el grupo de investigación *Unidad de Cambio Global* perteneciente a la Universitat de València ha seguido una línea de investigación centrada en la obtención de parámetros bio-geofísicos y seguimiento de la superficie terrestre a partir de los datos de teledetección en la región del infrarrojo térmico. Dentro de esta línea de trabajo, una parte fundamental de la investigación ha sido enfocada a la estimación de la temperatura y la emisividad de la superficie terrestre a partir de los datos proporcionados por distintos sensores infrarrojos tanto a bordo de satélites como a bordo de aviones. Tradicionalmente estos estudios se han realizado con satélites de baja resolución tanto espacial como espectral, como son las series NOAA-AVHRR o ERS-ATSR, con una resolución

espacial de 1 km. En los últimos años se ha venido trabajando con sensores de alta resolución tanto espectral como espacial, como es el caso del sensor DAIS a bordo de avión, con un total de 79 bandas espectrales y una resolución espacial de 5 metros, o como es el caso del sensor ASTER a bordo de la plataforma TERRA, con un total de 14 bandas espectrales y una resolución espacial de 15, 30 y 90 metros para las regiones visible e infrarrojo cercano, infrarrojo medio e infrarrojo térmico, respectivamente.

El trabajo aquí presentado tiene por objetivo la estimación de la temperatura y la emisividad a partir de sensores infrarrojos de alta resolución, y representa la primera tesis doctoral realizada en el seno de la *Unidad de Cambio Global* con datos de alta resolución espectral y espacial. El análisis y los resultados que mostraremos a lo largo de estas páginas continúa de alguna forma con el estudio presentado en el trabajo de investigación *Estimación de la Temperatura de la Superficie Terrestre a Partir de Datos DAIS: La Experiencia DAISEX*, realizado también dentro de la *Unidad de Cambio Global* y presentado en Julio del año 2002.

En este trabajo de tesis doctoral nos centraremos sobre todo en el sensor ASTER ya mencionado anteriormente, que es el único sensor térmico actualmente operativo con cinco bandas térmicas. También nos dedicaremos al estudio de la estimación de la emisividad y la temperatura dentro del marco de la misión SPECTRA, que tiene previsto la visión en 7 ángulos de observación distintos mediante dos canales térmicos, a parte de las demás bandas visibles e infrarrojas, con una resolución espacial de 50 metros, presentando además algunos de los resultados obtenidos a partir del sensor DAIS.

Para conseguir el objetivo mencionado, se adaptarán alguno de los métodos para la estimación de la emisividad y la temperatura ya existentes a los sensores considerados en este trabajo y se propondrán algunos métodos o algoritmos novedosos, realizando una comparación entre ellos para destacar las ventajas e inconvenientes de cada uno así como una validación para los casos en que se disponga de medidas de campo. Además, se explicarán y analizarán una serie de modelos tanto geométricos como de transferencia radiativa que nos permitirán reproducir valores de emisividad en función del ángulo de observación

considerado, la llamada emisividad direccional, lo que nos permitirá una estimación cuantitativa de los efectos angulares producidos en la región del infrarrojo térmico para superficies heterogéneas y rugosas. La inclusión del estudio direccional de la emisividad en este trabajo se justifica por el hecho de que este conocimiento resulta de gran importancia para obtener unos valores de temperatura de la superficie terrestre más precisos, ya que la emisividad interviene directamente en la obtención de la temperatura. Este estudio resulta sobre todo necesario en el caso de visiones alejadas del nadir, como es el caso de sensores con un campo de visión muy amplio o bien para sensores con un campo de visión pequeño pero con la capacidad de observar la superficie bajo distintos ángulos, como es el caso de la misión SPECTRA o también el sensor ATSR o el actual AATSR, con una visión de 55°.

ORGANIZACIÓN DE LA MEMORIA

Una vez aclarados los objetivos del trabajo, explicaremos a continuación cómo está organizada esta memoria, formada por un total de 6 capítulos.

Así, en el **Capítulo 1** se exponen los fundamentos teóricos relacionados con el problema de la transferencia radiativa, tanto a través de la atmósfera como para cubiertas vegetales. En este capítulo se realiza un énfasis especial en la obtención de la ecuación de transferencia radiativa en la región del infrarrojo térmico, ya que esta ecuación es el punto de partida de muchos de los métodos desarrollados para la obtención de la emisividad y la temperatura de la superficie terrestre. El formulismo correspondiente al problema de la transferencia radiativa se aborda a partir de la teoría clásica de transferencia radiativa, recogida en numerosos libros de texto. Sin embargo, se dedica también un apartado a la teoría moderna ondulatoria y estadística, apuntándose las ideas básicas que nos permiten establecer la conexión entre la teoría clásica y la moderna, ya que este aspecto no queda recogido generalmente en los trabajos dedicados a la transferencia radiativa, considerándose esta última como un simple balance radiativo.

El **Capítulo 2**, también de base teórica, recoge los fundamentos de algunos de los modelos existentes que reproducen tanto la temperatura como la emisividad detectada por un determinado radiómetro en función del ángulo de observación.

Los modelos bidimensionales considerados en este capítulo se pueden dividir en dos grupos: modelos geométricos y modelos de transferencia radiativa. Entre los primeros se encuentran el modelo geométrico de Sobrino et al. (1990), que caracteriza la superficie mediante cajas infinitas que pueden asimilarse a cultivos distribuidos en hileras, y el modelo de Snyder y Wan (1998), basado un modelo de *kernel* geométrico para caracterizar la BRDF. En el segundo grupo se encuentran los modelos de François et al. (1997), basado en una parametrización de la radiancia en función del ángulo de observación a partir de la función *gap*, Snyder y Wan (1998), basado en un modelo de *kernel* volumétrico para caracterizar la BRDF y 4SAIL (Verhoef et al., 2004), que es una extensión a la región del infrarrojo térmico del modelo SAIL. El capítulo se completa con la inclusión adicional del modelo DART (Guillevic et al., 2003) en su extensión a la región del infrarrojo térmico, que es un modelo de transferencia radiativa tridimensional que utiliza también algunas consideraciones geométricas.

Una vez mostrada la base teórica en los capítulos 1 y 2, en el **Capítulo 3** se expone la metodología seguida. En este capítulo se describe en detalle el proceso de simulación, mediante el cual es posible obtener algunos de los algoritmos mostrados en los capítulos siguientes. También se ofrece una descripción de las distintas campañas de campo realizadas, así como la instrumentación utilizada y las medidas realizadas en dichas campañas. Por último se describen las imágenes y sensores utilizados en el trabajo.

En el **Capítulo 4** se aborda el tema de la estimación de la temperatura de la superficie terrestre a partir de datos de satélite en la región del infrarrojo térmico. En este capítulo se pueden encontrar las bases teóricas de los distintos métodos considerados, a saber, el método monocal, la técnica bicanal o *split-window* y la técnica biangular, así como una comparación entre ellos a partir de los resultados obtenidos mediante datos de simulación.

En el **Capítulo 5** se expone una descripción detallada de los dos métodos considerados para obtener la emisividad de la superficie terrestre: el método de los umbrales del NDVI (NDVI^{UMB}) y el método de la separación de emisividad y temperatura (TES).

Finalmente, en el **Capítulo 6** se muestran los resultados obtenidos con los distintos métodos e imágenes de satélite utilizadas en este trabajo. Así, en primer lugar se muestran los resultados obtenidos para la emisividad y la temperatura de la superficie a partir de las medidas de campo. A continuación, se utilizan estos datos para validar los productos de emisividad y temperatura obtenidos a partir de imágenes adquiridas mediante sensores tanto a bordo de aviones, como es el caso de DAIS, como a bordo de satélites, como es el caso de ASTER. Por último, se muestra una comparación de la emisividad direccional obtenida con los distintos modelos explicados en el capítulo 2.

Una vez finalizado el capítulo 6, se pueden encontrar el **Resumen y Conclusiones** del trabajo, los **Apéndices A, B y C**, dedicados respectivamente a la función de Planck, a ley de Kirchhoff y al desarrollo teórico de los algoritmos biangulares, y las **Referencias** citadas a lo largo de todo el trabajo. La memoria incluye un **CD-ROM** en el que se pueden encontrar los **Anexos I, II, III y IV**, que recogen un total de 4 publicaciones en revistas internacionales fruto del trabajo realizado durante estos años de estudio y citadas a lo largo de la memoria.

Capítulo 1

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

CÓRDOBA.

Lejana y sola.

Jaca negra, luna grande,
y aceitunas en mi alforja.
Aunque sepa los caminos
yo nunca llegaré a Córdoba.

Por el llano, por el viento,
jaca negra, luna roja.
La muerte me está mirando
desde las torres de Córdoba.

¡Ay qué camino tan largo!
¡Ay mi jaca valerosa!
¡Ay que la muerte me espera,
antes de llegar a Córdoba!

Córdoba.

Lejana y sola.

Federico García Lorca

1.1 INTRODUCCIÓN

Desde el punto de vista físico, la teledetección parte del principio de la existencia de una perturbación, en este caso la energía electromagnética, que el sistema observado produce en el medio. Esta energía se transmite al sistema receptor que capta una señal que será registrada, almacenada y posteriormente interpretada. Desde el punto de vista práctico, la teledetección tiene por objeto el reconocimiento de las características de la superficie terrestre y los fenómenos que en ella tienen lugar a partir de los datos registrados por el sensor. El principal reto con que se enfrentan quienes trabajan en el campo de la teledetección consiste en la transformación de los datos registrados por el sensor en magnitudes físicas y, en consecuencia, en información útil al usuario. En el ámbito de la teledetección confluyen especialistas procedentes de diversos campos; sin embargo, corresponde a los físicos el estudio de los principios de la radiación, su interacción con la superficie terrestre y el desarrollo de modelos de corrección de las distintas perturbaciones a la señal registrada. Por ello, en este capítulo se analizarán los fundamentos teóricos relacionados con dos procesos básicos:

- i) la propagación de la radiación electromagnética que, proveniente de la superficie, atraviesa la atmósfera para finalmente ser registrada por el sensor,
- ii) la interacción de la radiación electromagnética con la superficie.

Los fenómenos referentes al caso (i) se conocen generalmente como procesos de transferencia radiativa. En nuestro caso nos centraremos sobre todo en la región del infrarrojo térmico, donde los procesos de dispersión pueden ser despreciados. El objetivo final será llegar a la llamada ecuación de transferencia radiativa, también llamada ecuación de transporte radiativo, que nos proporcionará una expresión para la radiación detectada por el sensor en función de la radiación proveniente de la superficie.

Por lo que respecta al caso (ii), nos centraremos en los procesos que sufre la radiación electromagnética cuando se propaga a través de coberturas vegetales. Para ello, se presentará la llamada ecuación de transferencia o transporte de fotones en coberturas vegetales, así como algunos parámetros relacionados con estas coberturas que pueden ser de utilidad a la hora de modelizar las superficies para predecir cuál será la radiación detectada por el sensor.

1.2 TRANSFERENCIA RADIATIVA CLÁSICA

Tradicionalmente se ha considerado la existencia de la teoría de transferencia radiativa independientemente de la teoría ondulatoria. En los años recientes, se ha cambiado esta opinión sobre la teoría de transferencia radiativa y se ha conseguido un nuevo entendimiento del lugar de esa teoría dentro del marco del conocimiento científico. Hoy en día la teoría de transferencia radiativa puede ser considerada como un corolario de la teoría ondulatoria, definida por las ecuaciones de Maxwell, y algunas hipótesis estadísticas simples, siendo la principal de ellas la suposición de que el campo electromagnético es estadísticamente cuasi-uniforme. En este apartado se estudiará la teoría de transferencia radiativa desde un punto de vista clásico. De esta forma la ecuación de transferencia radiativa se obtiene simplemente a partir de un balance de energía. En el siguiente apartado se

presentarán las ideas básicas que permiten establecer la relación entre la teoría de transferencia clásica y la teoría ondulatoria y estadística.

1.2.1 Definiciones y magnitudes radiométricas básicas

El campo radiativo es el campo electromagnético transportado por una onda entre la fuente emisora y el detector. La energía asociada con la onda electromagnética se llama energía radiante Q y viene dada en julios (J). A la energía radiante por unidad de tiempo se le conoce como flujo radiante, $\phi = dQ/dt$, y se mide en watts (W). En la teoría electromagnética, ϕ es el flujo del vector de Poynting. Esta magnitud no proporciona ninguna información sobre la distribución ni la dirección de la radiación. Así, se define la densidad de flujo radiante como $F = d\phi/dS$, que es el flujo radiante que atraviesa un elemento de superficie dS . F se mide en watts por metro cuadrado ($W m^{-2}$). Esta magnitud, llamada irradiancia (E) cuando la superficie recibe la radiación o emitancia radiante (M) cuando la radiación es emitida por una fuente, sigue sin proporcionar información acerca de la dirección. Por ello se define la intensidad radiante $I = d\phi/d\Omega$, que es el flujo radiante transportado dentro de un ángulo sólido $d\Omega$, y se mide en watts por estereorradián ($W sr^{-1}$). Esta magnitud no es muy utilizada, excepto para caracterizar la emisión de fuentes puntuales, por lo que se define la radiancia $L = d^2\phi/(d\Omega dS \cos\theta)$, que es el flujo radiante en un determinado ángulo sólido $d\Omega$ que atraviesa una superficie perpendicular ($dS \cos\theta$) a la dirección de propagación (θ) de la radiación. L se mide en watt por metro cuadrado y estereorradián ($W m^{-2} sr^{-1}$). La radiancia $L(\mathbf{R}, \mathbf{n})$, en función del punto considerado \mathbf{R} y de la dirección \mathbf{n} , proporciona una descripción completa del campo radiativo. En general, en teledetección se suele utilizar la radiancia espectral, que no es más que la radiancia por unidad de longitud de onda, $L_\lambda = dL/d\lambda$, medida en watts por metro cuadrado, estereorradián y micrómetro ($W m^{-2} sr^{-1} \mu m^{-1}$). En la Tabla 1.1 se muestra un resumen de todas estas magnitudes. En los procesos mencionados a continuación, las magnitudes dependerán de la longitud de onda, pero se omitirá en la notación por simplicidad.

TABLA 1.1 Magnitudes radiométricas básicas relativas al campo de radiación (tabla extraída de Sobrino, 2000).

MAGNITUD	SÍMBOLO	DEFINICIÓN	UNIDAD (S.I.)
Energía radiante	Q	-	J
Flujo radiante	ϕ	dQ/dt	W
Emitancia radiante	M	d ϕ /dS	W m ⁻²
Irradiancia	E	d ϕ /dS	W m ⁻²
Intensidad radiante	I	d ϕ /d Ω	W sr ⁻¹
Radiancia	L	d ² ϕ /(d Ω dScos θ)	W m ⁻² sr ⁻¹
Radiancia espectral	L $_{\lambda}$	dL/d $_{\lambda}$	W m ⁻² sr ⁻¹ μ m ⁻¹

1.2.2 Absorción

Consideremos la propagación de la radiación dentro de un determinado medio y seleccionemos un capa de espesor dx perpendicular a dirección de propagación de la radiancia L. Generalmente, dentro de la materia la energía radiante sufre algunas pérdidas debido a su conversión en otras formas de energía (procesos fotoquímicos, calentamiento, etc.), y después de recorrer una longitud dx la radiancia cambiará a L + dL, con

$$dL = -\sigma_a L dx \quad (1.1)$$

La Ecuación (1.1) sirve para definir el coeficiente de absorción volumétrico, σ_a , medido en m⁻¹. Después de un recorrido finito entre x_1 y x_2 , la integración de la Ecuación (1.1) nos da

$$L(x_2) = L(x_1) \exp(-\delta_a) \quad (1.2)$$

donde

$$d_a = \int_{x_1}^{x_2} \sigma_a(x) dx \quad (1.3)$$

es el espesor óptico de absorción entre x_1 y x_2 . Esta es una cantidad adimensional que se reduce al producto del camino geométrico por el coeficiente de absorción cuando el medio es homogéneo. La Ecuación (1.2) se conoce como la ley de extinción exponencial de Beer, o simplemente ley de Beer.

La transmisividad de la capa entre x_1 y x_2 a lo largo de la dirección de propagación se define como

$$t = \frac{L(x_2)}{L(x_1)} = \exp(-d_a) \quad (1.4)$$

A partir de la ecuación anterior, cuando la radiancia se mide en x_1 y en x_2 , el espesor óptico de absorción puede ser calculado de la siguiente forma

$$d_a = -\ln t = \ln \frac{L(x_1)}{L(x_2)} \quad (1.5)$$

La energía radiante que no es transmitida será absorbida, de forma que la absorptividad de la capa comprendida entre x_1 y x_2 se define como

$$a = \frac{L(x_1) - L(x_2)}{L(x_1)} = 1 - t \quad (1.6)$$

En general, cuando coexistan tanto los procesos de absorción y transmisión como los procesos de reflexión, se cumplirá la relación

$$\rho + \sigma + \tau = 1 \quad (1.7)$$

donde ρ es la reflectividad de la superficie definida como el cociente entre el flujo de energía reflejado y el flujo de energía incidente.

1.2.3 Dispersión

Existe otro proceso, además de la absorción, que puede reducir la energía radiante transmitida por una capa de un determinado medio: la dispersión de los fotones debido a inhomogeneidades en el medio, que son en primer lugar las propias moléculas, pero también partículas mayores compuestas por varias moléculas. Contrariamente al caso de la absorción, en la dispersión la energía radiante permanece en forma de radiación, pero hay una pérdida en la dirección de la propagación de la radiación incidente.

El proceso de dispersión puede ser tratado de forma análoga al de absorción, de forma que para una capa dispersora podemos escribir la siguiente relación:

$$dL = -\sigma_s L dx \quad (1.8)$$

que define el coeficiente de dispersión volumétrico σ_s (en m^{-1}). En este caso el espesor óptico de dispersión vendrá dado por

$$d_s = \int_{x_1}^{x_2} \sigma_s(x) dx \quad (1.9)$$

La transmisividad queda definida por la Ecuación (1.4), sustituyendo δ_a por δ_s .

Consideremos ahora un elemento diferencial de volumen dv . Caracterizaremos al rayo incidente por su irradiancia E sobre dv . El flujo radiante dispersado por dv en una dirección \mathbf{n} a un ángulo θ con respecto a la dirección de incidencia \mathbf{n}_0 dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ vendrá dado por

$$d^2\phi = f(\theta) E dv d\Omega \quad (1.10)$$

donde $f(\theta)$ (en $m^{-1} sr^{-1}$) es la función de dispersión, la cual caracteriza la distribución angular de los fotones dispersados. Se ha asumido implícitamente que las partículas no introducen ninguna asimetría alrededor de la dirección de

incidencia, lo que ocurre en muchos de los casos. En caso contrario, la función de dispersión también dependería del ángulo acimutal. El plano definido por la dirección de incidencia \mathbf{n}_0 y la dirección de dispersión \mathbf{n} se llama plano de dispersión, siendo θ el ángulo de dispersión.

El flujo total perdido debido a la dispersión se puede calcular integrando la Ecuación (1.10) sobre $d\Omega$ para todas las direcciones. El flujo incidente ϕ sobre dv cambiará en una cantidad dada por $\phi + d\phi$, donde

$$d\mathbf{f} = -E dv \iint_{\text{espacio}} f(\mathbf{q}) d\Omega \quad (1.11)$$

Considerando el elemento de volumen dv formado por un área dS perpendicular a la dirección de incidencia y un espesor dx (de forma que $dv = dS dx$), el flujo incidente será $\phi = E dS$. A partir de la Ecuación (1.8) escrita para el flujo, la disminución del flujo incidente será

$$d\phi = -\sigma_s \phi dx = -\sigma_s E dv \quad (1.12)$$

Comparando las Ecuaciones (1.11) y (1.12), obtenemos

$$\mathbf{s}_s = \iint_{\text{espacio}} f(\mathbf{q}) d\Omega \quad (1.13)$$

que nos da la relación entre la función de dispersión y el coeficiente de dispersión.

Es conveniente introducir la función de fase normalizada $p(\theta)$, relacionada con la función de dispersión por

$$p(\mathbf{q}) = \frac{4\mathbf{p}}{\mathbf{s}_s} f(\mathbf{q}) \quad (1.14)$$

Teniendo en cuenta la Ecuación (1.13), la normalización vendrá dada por

$$\iint_{\text{espacio}} p(\mathbf{q}) d\Omega = 4\mathbf{p} \quad (1.15)$$

o bien

$$\int_0^{\pi} p(\mathbf{q}) \sin \mathbf{q} d\mathbf{q} = \int_{-1}^{+1} p(\mathbf{m}) d\mathbf{m} = 2 \quad (1.16)$$

La función de fase depende de las características de las partículas dispersadas, pero no de su densidad (número de partículas por unidad de volumen). La dependencia con la densidad queda reflejada en el coeficiente σ_s .

1.2.4 Absorción y dispersión

En el caso general en el que los procesos de absorción y dispersión ocurran simultáneamente, la atenuación de la energía radiante en un medio puede expresarse a partir del coeficiente de extinción, σ_e , definido como la suma de los coeficientes de absorción y dispersión:

$$\sigma_e = \sigma_a + \sigma_s \quad (1.17)$$

Análogamente, se puede definir un espesor óptico total, δ , dado por

$$\delta = \delta_a + \delta_s \quad (1.18)$$

La importancia relativa de los procesos de dispersión y absorción se caracteriza a partir del albedo de dispersión simple

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{S}_s}{\mathbf{S}_e}, \quad 1 \geq \mathbf{v} \geq 0 \quad (1.19)$$

lo que lleva a

$$\sigma_s = \mathbf{v} \sigma_e \quad (1.20)$$

$$\sigma_a = (1 - \mathbf{v}) \sigma_e \quad (1.21)$$

El caso límite en que $\mathbf{v} = 1$ se refiere al caso conservativo, y no habrá pérdida de energía radiativa. Sin embargo, un caso puramente conservativo nunca se alcanzará, es sólo una aproximación para medios que presenten poca absorción, y esta aproximación deberá realizarse con sumo cuidado, cuando la dispersión múltiple lleva a recorridos muy largos. Por otro lado, valores pequeños de \mathbf{v} corresponden a casos en los que la dispersión puede ser despreciable en comparación con la absorción, caso que puede producirse para valores mayores que cero.

Señalar por último que la dispersión por partículas, así como la absorción por medios sólidos o líquidos, presentan una variación muy ligera con la longitud de onda, mientras que los gases presentan un espectro de absorción muy complejo.

1.2.5 La ecuación de transferencia radiativa

En este apartado se presenta la ecuación básica de transferencia, que gobierna la transferencia o transporte de energía a través de cualquier medio propagador y basada simplemente en la conservación de la energía.

Consideremos un campo radiativo caracterizado por su radiancia espectral $L_\lambda(\mathbf{R}, \mathbf{n})$ en el punto \mathbf{R} , propagándose en la dirección \mathbf{n} , en un material caracterizado por su coeficiente de extinción $\sigma_{e\lambda}$, el albedo de dispersión simple \mathbf{v}_I , y la función fase $p_\lambda(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$, donde $(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ se refiere al ángulo entre las direcciones \mathbf{n} y \mathbf{n}' . En general, para un medio no homogéneo, $\sigma_{e\lambda}$, \mathbf{v}_I y p_λ dependerán de la posición \mathbf{R} .

La variación de la radiancia L_λ para un elemento $d\mathbf{n}$ a lo largo de la dirección \mathbf{n} vendrá dada por $(dL_\lambda/dn)dn$. La energía radiante que penetra en un elemento de volumen dado por $d\mathbf{\Sigma}dn$ (ver Figura 1.1) por unidad de tiempo y de ángulo sólido $d\Omega$ será

$$\phi_1 = L_\lambda(\mathbf{R}, \mathbf{n}) d\mathbf{\Sigma} d\Omega \quad (1.22)$$

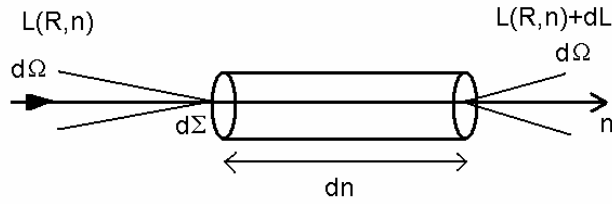


FIGURA 1.1 Balance de energía en un elemento de volumen (adaptada de Lenoble, 1993).

La energía que sale del volumen $d\Sigma dn$ será

$$f_2 = \left[L_1(\mathbf{R}, \mathbf{n}) + \frac{dL_1(\mathbf{R}, \mathbf{n})}{dn} dn \right] d\Sigma d\Omega \quad (1.23)$$

El flujo radiante perdido por absorción y dispersión a lo largo de dn es

$$\phi_3 = -\sigma_{e\lambda}(\mathbf{R}) L_\lambda(\mathbf{R}, \mathbf{n}) d\Sigma d\Omega dn \quad (1.24)$$

A lo largo de la dirección dn también habrá una ganancia de flujo debido a dos procesos, dispersión de otras direcciones \mathbf{n}' en la dirección \mathbf{n} y la propia emisión térmica del volumen. Ambas contribuciones serán proporcionales a $d\Omega$ y al elemento de volumen $d\Sigma dn$. Por conveniencia, expresaremos el flujo ganado como

$$\phi_4 = \sigma_{e\lambda}(\mathbf{R}) J_\lambda(\mathbf{R}, \mathbf{n}) d\Sigma d\Omega dn \quad (1.25)$$

donde

$$J_\lambda(\mathbf{R}, \mathbf{n}) = J_\lambda^{sc}(\mathbf{R}, \mathbf{n}) + J_\lambda^{em}(\mathbf{R}, \mathbf{n}) \quad (1.26)$$

es la llamada función fuente, expresado como la suma de la función fuente de dispersión, J_λ^{sc} , y la función fuente de emisión, J_λ^{em} .

La conservación de la energía lleva a

$$\phi_2 - \phi_1 = \phi_4 - \phi_3 \quad (1.27)$$

Sustituyendo los flujos por las ecuaciones anteriores obtenemos finalmente

$$\frac{dL_1(\mathbf{R}, \mathbf{n})}{dn} = -\mathbf{s}_{el}(\mathbf{R})[L_1(\mathbf{R}, \mathbf{n}) - J_1(\mathbf{R}, \mathbf{n})] \quad (1.28)$$

que es la ecuación general de transferencia radiativa. Esta ecuación, junto con las condiciones de contorno, define completamente la radiancia $L_\lambda(\mathbf{R}, \mathbf{n})$ en el medio.

El flujo radiante ganado en el volumen $d\Sigma dn$ en la dirección \mathbf{n} por dispersión de la radiación incidente desde una dirección \mathbf{n}' es

$$d\mathbf{f}_4^{sc} = \frac{\mathbf{v}_1(\mathbf{R})\mathbf{s}_{el}(\mathbf{R})}{4\mathbf{p}} p_1(\mathbf{R}; \mathbf{n}, \mathbf{n}') L_1(\mathbf{R}, \mathbf{n}) d\Omega' d\Sigma dn d\Omega \quad (1.29)$$

donde se han utilizado las Ecuaciones (1.10) y (1.14). Después de una integración sobre todas las direcciones \mathbf{n} , obtenemos la función fuente de dispersión:

$$J_1^{sc}(\mathbf{R}, \mathbf{n}) = \frac{\mathbf{v}_1(\mathbf{R})}{4\mathbf{p}} \int \int_{\text{espacio}} p_1(\mathbf{R}; \mathbf{n}, \mathbf{n}') L_1(\mathbf{R}, \mathbf{n}') d\Omega' \quad (1.30)$$

La función fuente de emisión es generalmente más compleja; sin embargo, en los casos frecuentes de equilibrio termodinámico local, esta función puede escribirse como

$$J_\lambda^{em}(\mathbf{R}, \mathbf{n}) = [1 - \mathbf{v}_1(\mathbf{R})] L_\lambda^B(T(\mathbf{R})) \quad (1.31)$$

donde $L_\lambda^B(T(\mathbf{R}))$ es la radiancia de un cuerpo negro a la temperatura $T(\mathbf{R})$, dada por tanto por la ley de Planck (ver Apéndice A). Según esta definición, podemos observar como la función fuente de emisión es independiente de la dirección \mathbf{n} .

La geometría más simple para un medio dispersor y absorbente es una capa limitada por dos planos paralelos e infinitos, donde las propiedades del material a lo largo de un plano paralelo a los contornos y la radiación incidente es constante en los dos límites. Este es el llamado caso planoparalelo, y constituye en muchos casos una buena aproximación para la atmósfera planetaria, donde las variaciones verticales son mucho más rápidas que las variaciones horizontales para todas las cantidades. Sin embargo, este caso excluye los problemas de nubes finitas o superficies con reflectividades muy heterogéneas. Además, esta aproximación desprecia la esfericidad de la Tierra.

Para una atmósfera planoparalela, la única dependencia espacial es la altitud, denotada por la letra z , y la dirección queda definida por el ángulo θ formado con respecto a la vertical y el ángulo azimutal ϕ , contado a partir de un origen arbitrario. De esta forma, tendremos $dn = dz/\cos\theta$, o bien, $dn = dz/\mu$, siendo $\mu = \cos\theta$. La Ecuación (1.27) quedará en este caso como

$$\mathbf{m} \frac{dL_1(z; \mathbf{m}, \mathbf{f})}{dz} = -\mathbf{s}_{e1}(z) [L_1(z; \mathbf{m}, \mathbf{f}) - J_1(z; \mathbf{m}, \mathbf{f})] \quad (1.32)$$

Teniendo en cuenta las Ecuaciones (1.30) y (1.31), las funciones fuente vendrán dadas por

$$J_1^{sc} = \frac{\mathbf{v}_1(z)}{4\mathbf{p}} \int_0^{2\mathbf{p}} \int_{-1}^{+1} p_1(z; \mathbf{m}, \mathbf{f}; \mathbf{m}', \mathbf{f}') L_1(z; \mathbf{m}', \mathbf{f}') d\mathbf{m}' d\mathbf{f}' \quad (1.33)$$

$$J_1^{em} = [1 - \mathbf{v}_1] L_1^B(T(z)) \quad (1.34)$$

donde $p_\lambda(z; \mu, \phi; \mu', \phi')$ es la función fase para el ángulo de dispersión formado por las direcciones (μ', ϕ') y (μ, ϕ) . Este ángulo viene dado por

$$\cos(\mathbf{m}, \mathbf{f}; \mathbf{m}', \mathbf{f}') = \mathbf{m}\mathbf{m}' + (1 - \mathbf{m}^2)^{\frac{1}{2}} (1 - \mathbf{m}'^2)^{\frac{1}{2}} \cos(\mathbf{f} - \mathbf{f}') \quad (1.35)$$

Las condiciones de contorno necesarias para resolver la ecuación de transferencia radiativa vendrán dadas por la radiancia descendente en la capa superior de la atmósfera planoparalela y por la radiancia ascendente en la capa inferior.

Podemos integrar la Ecuación (1.28) sobre dn , a lo largo de \mathbf{n} , con el punto \mathbf{R} definido por una abcisa n sobre el eje \mathbf{n} . Escribiendo $L_\lambda(\mathbf{R}, \mathbf{n}) = L_\lambda(n)$ e integrando desde n_1 hasta n_2 , podemos obtener

$$L_1(n_2) = L_1(n_1) \exp\left[-\int_{n_1}^{n_2} \mathbf{s}_{e1}(n) dn\right] + \int_{n_1}^{n_2} J_1(n) \exp\left[-\int_n^{n_2} \mathbf{s}_{e1}(n') dn'\right] \mathbf{s}_{e1}(n) dn \quad (1.36)$$

La Ecuación (1.36) tiene una interpretación física simple: a lo largo de la dirección \mathbf{n} , la radiancia en n_2 viene dada por la radiancia que penetra en n_1 y atenuada entre el recorrido de n_1 a n_2 , más la radiancia emitida o dispersada por todas las capas dn entre n_1 y n_2 atenuada entre n y n_2 .

1.2.6 Transferencia radiativa en una atmósfera no dispersora en equilibrio termodinámico local

En este apartado se pretende obtener la ecuación de transferencia radiativa para el caso de una atmósfera planoparalela, no dispersora y en equilibrio termodinámico local. Este suele ser el caso que se presenta cuando se trabaja con teledetección en la región del infrarrojo térmico.

En el caso de una atmósfera planoparalela, hemos visto que la ecuación de transferencia radiativa viene dada por la Ecuación (1.32). Si consideramos despreciable el proceso de dispersión, el coeficiente de extinción σ_e se reduce simplemente al coeficiente de absorción, σ_a , siendo por tanto el albedo de dispersión simple $\mathbf{v} = 0$. Además, si suponemos que existe un equilibrio termodinámico local, la función fuente se reduce a la función fuente de emisión, siendo ésta la radiancia de un cuerpo negro L_λ^B . Por último, si consideramos que

existe una simetría azimutal, como suele ser habitual, obtendremos la siguiente ecuación de transferencia radiativa

$$\mathbf{m} \frac{dL_1(z, \mathbf{m})}{dz} = -\mathbf{s}_{al}(z) [L_1(z, \mathbf{m}) - L_1^B(T(z))] \quad (1.37)$$

donde $T(z)$ es la temperatura a la altura z . Las condiciones de contorno en este caso vendrán dadas por la emisión y la reflexión en las dos superficies que limitan la atmósfera planoparalela. Si llamamos L_1^+ a la radiancia en la dirección ascendente ($\mu > 0$) y L_1^- a la radiancia en la dirección descendente ($\mu < 0$), las condiciones de contorno serán

$$L_1^+(0) = \epsilon_0 L_1^B(T_0) + (1 - \epsilon_0) \frac{F_1^-(0)}{\rho} \quad (1.38)$$

$$L_1^-(Z) = \epsilon_Z L_1^B(T_Z) + (1 - \epsilon_Z) \frac{F_1^+(Z)}{\rho} \quad (1.39)$$

donde ϵ_0 y ϵ_Z son las emisividades de las superficies que limitan la atmósfera en $z = 0$ y $z = Z$, respectivamente, y F_1^+ y F_1^- los flujos ascendentes y descendentes. En las ecuaciones anteriores se ha considerado un comportamiento lambertiano de la superficie, lo que junto con la ley de Kirchhoff (ver Apéndice B) nos permite escribir la reflectividad como $\rho = 1 - \epsilon$. Las temperaturas de contorno T_0 y T_Z pueden ser distintas de la temperatura del aire $T(0)$ y $T(Z)$, si hay alguna discontinuidad. Cuando se considera toda la atmósfera, $T_0 = T_s$ es la temperatura de la superficie terrestre, mientras que el límite superior corresponde al vacío. En este caso las condiciones de contorno vienen dadas por:

$$L_1^+(0) = \epsilon_0 L_1^B(T_s) + (1 - \epsilon_0) \frac{F_1^-(0)}{\rho} \quad (1.40)$$

$$L_1^+(Z) = 0 \quad (1.41)$$

En el caso de teledetección por satélites, el sensor está situado por encima de la atmósfera, de forma que lo que realmente interesa conocer es la radiancia en la dirección ascendente y que finalmente alcanza al sensor. Por tanto, se trata de resolver la Ecuación (1.37) para el caso de radiancia en la dirección ascendente:

$$\mathbf{m} \frac{dL_1^+(z, \mathbf{m})}{dz} = -\mathbf{s}_{al}(z) [L_1^+(z, \mathbf{m}) - L_1^B(T(z))] \quad (1.42)$$

donde en este caso $\mu = \cos \theta$ siempre es positivo. Integrando esta ecuación desde el nivel $z = 0$ hasta el nivel $z = h$, siendo h la altura total de la atmósfera, obtendremos la siguiente expresión, análoga a la Ecuación (1.36):

$$\begin{aligned} L_1^+(h, u) = & L_1^+(0) \exp\left[-\frac{1}{\mathbf{m}} \int_0^h \mathbf{s}_{al}(z) dz\right] + \\ & + \int_0^h L_1^B(T(z)) \exp\left[-\int_z^h \mathbf{s}_{al}(z') dz'\right] \mathbf{s}_{al}(z) dz \end{aligned} \quad (1.43)$$

Si definimos la transmisividad entre dos niveles z_1 y z_2 para un determinado ángulo de observación θ a partir de las Ecuaciones (1.3) y (1.4) como:

$$\mathbf{t}_1(z_1, z_2; \mathbf{m}) = \exp\left[-\frac{1}{\mathbf{m}} \int_{z_1}^{z_2} \mathbf{s}_{al}(z) dz\right] \quad (1.44)$$

la Ecuación (1.43) queda finalmente como

$$L_1^+(h, \mathbf{m}) = L_1^+(0, \mathbf{m}) \mathbf{t}_1(0, h; \mathbf{m}) + \int_0^h L_1^B(T(z')) \frac{d\mathbf{t}_1(z', h; \mathbf{m})}{dz'} dz' \quad (1.45)$$

Por conveniencia, consideraremos el siguiente cambio de notación:

- i) en primer lugar la variable μ da cuenta de la variación de las magnitudes con el ángulo de observación θ , por lo que sustituiremos esta variable por el correspondiente ángulo, $\mu \rightarrow \theta$,

ii) el término $L_1^+(h, \mathbf{m})$ es simplemente la radiancia detectada y/o medida por el sensor, y que llamaremos $L_1^{sen}(\mathbf{q})$,

iii) el término $L_1^+(0, \mathbf{m})$ representa la radiancia que proviene de la superficie, y que llamaremos $L_1^{sup}(\mathbf{q})$,

iv) el parámetro $\tau_\lambda(0, h; \mu)$ representa la transmisividad total de la atmósfera, llamada simplemente transmisividad atmosférica, y que denotaremos por $\tau_\lambda(\theta)$,

v) el último término de la Ecuación (1.45) representa la contribución de la emisión de cada capa atmosférica infinitesimal, y que llamaremos radiancia atmosférica ascendente, denotada por $L_1^{atm\uparrow}(\mathbf{q})$.

Teniendo en cuenta todos estos cambios de notación, la Ecuación (1.45) puede describirse de una forma más sencilla e intuitiva:

$$L_1^{sen}(\mathbf{q}) = L_1^{sup}(\mathbf{q})\tau_1(\mathbf{q}) + L_1^{atm\uparrow}(\mathbf{q}) \quad (1.46)$$

es decir, la radiancia medida por el sensor viene dada por la radiancia que proviene de la superficie y es atenuada por la atmósfera, más la propia emisión de la atmósfera.

A partir de la Ecuación (1.40), el término de la radiancia en superficie vendrá dado por

$$L_1^{sup}(\mathbf{q}) = \epsilon_1(\mathbf{q})L_1^B(T_s) + [1 - \epsilon_1(\mathbf{q})]L_1^{atm\downarrow}(\mathbf{q}) \quad (1.47)$$

donde ϵ_λ representa la emisividad de la superficie (que dependerá también del ángulo de observación), y el término $L_1^{atm\downarrow}$ representa una radiancia atmosférica descendente, equivalente al término $\frac{F_1^-(z=0)}{p}$. Considerando las Ecuaciones (1.46) y (1.47), la radiancia medida por el sensor puede escribirse finalmente como:

$$L_1^{sen}(\mathbf{q}) = \{e_1(\mathbf{q})L_1^B(T_s) + [1 - e_1(\mathbf{q})]L_1^{atm\downarrow}(\mathbf{q})\}t_1(\mathbf{q}) + L_1^{atm\uparrow}(\mathbf{q}) \quad (1.48)$$

La Ecuación (1.48) representa la ecuación fundamental de la teledetección en el infrarrojo térmico y, como se verá en los capítulos siguientes, es la base de partida para obtener la temperatura de la superficie terrestre a partir de algoritmos monocanal, bicanal o biangulares, así como para obtener la emisividad de la superficie terrestre mediante distintos métodos. Esta ecuación también es utilizada para realizar la corrección atmosférica en la región del infrarrojo térmico. La Figura 1.2 muestra un esquema de cada uno de los términos que contribuyen a la radiancia medida por un determinado sensor.

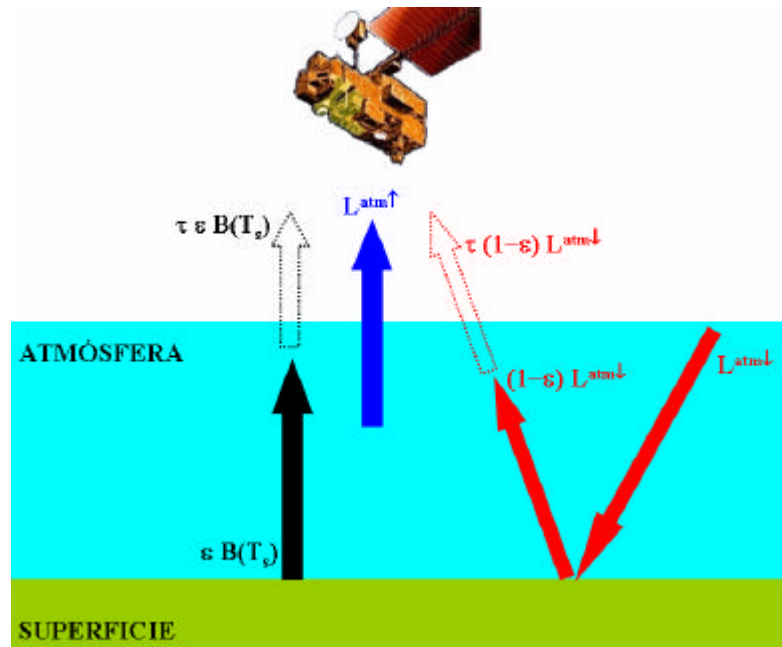


FIGURA 1.2 Esquema de los términos que contribuyen a la radiancia medida por un sensor en la región del infrarrojo térmico.

Teniendo en cuenta que las radiancias atmosféricas ascendente y descendente se han definido como

$$L_1^{atm\uparrow} \equiv \int_0^h L_1^B(T(z')) \frac{d\mathbf{t}_1(z', h; \mathbf{m})}{dz'} dz' \quad (1.49)$$

$$L_1^{atm\downarrow} \equiv \frac{F_1^-(z=0)}{\mathbf{p}} \quad (1.50)$$

se puede ver como considerando una atmósfera isoterma con una temperatura T_a , la radiancia atmosférica ascendente se reduce a (Sobrino et al., 1991):

$$L_1^{atm\uparrow} = [1 - \mathbf{t}_1(\mathbf{q})] L_1^B(T_a) \quad (1.51)$$

La expresión anterior podrá seguir utilizándose aún en el caso de que todas las capas de la atmósfera no posean la misma temperatura, es decir, no cumpliéndose la condición de atmósfera isoterma. En este caso la Ecuación (1.51) será aproximada, y la variable T_a deberá interpretarse como una temperatura efectiva o promedio de la atmósfera.

La radiancia atmosférica descendente puede obtenerse a partir de una expresión similar a la anterior (Sobrino et al., 1996):

$$L_1^{atm\downarrow} = [1 - \mathbf{t}_1(53^\circ)] L_1^B(T_a) \quad (1.52)$$

Esta expresión se obtiene considerando que la transmisión de la radiación difusa es cuantitativamente equivalente a la transmisión de la radiación directa para la misma masa de sustancia absorbente pero para un ángulo de observación de 53° (Kondratyev, 1969).

1.3 CONEXIÓN ENTRE LA TEORÍA CLÁSICA Y LA TEORÍA ONDULATORIA Y ESTADÍSTICA

En el apartado anterior se ha mostrado un amplio tratamiento de la teoría de transferencia radiativa clásica, basada básicamente en un balance de energía. Este hecho puede hacer pensar que la teoría de transferencia es puramente fenomenológica y no está bien fundamentada desde un punto de vista físico. Efectivamente, este ha sido el pensamiento tradicional. Sin embargo, en la actualidad la teoría clásica de transferencia encaja perfectamente dentro de una teoría moderna y bien fundamentada, como es la teoría ondulatoria y estadística. En este apartado se pretende establecer la conexión entre ambas teorías, sin profundizar demasiado en el complejo desarrollo físico y matemático de la teoría ondulatoria y estadística.

1.3.1 Revisión histórica

La teoría de transferencia radiativa se desarrolló hace 1 siglo en la forma de una ecuación de transporte para la radiancia. En los años 40 y 50 de este siglo, los estudios de la ecuación de transporte se han convertido en una disciplina independiente de la física matemática, la cual ha proporcionado técnicas eficientes para resolver ecuaciones integrales e integro-diferenciales. En el presente, las áreas de aplicación de las ecuaciones de transferencia son diversas. Estas ecuaciones describen la dispersión de la luz y las ondas de radio en astrofísica, óptica aplicada, biofísica, geofísica y física de plasma. Un campo importante es la teoría de transferencia para neutrones. Los conceptos de transferencia radiativa son también ampliamente utilizados en acústica, y se han empezado a considerarse en oceanografía, sismología y otras ciencias naturales. Hemos visto en la sección anterior como la característica principal de esta teoría es la radiancia $L(\mathbf{R}, \mathbf{n})$ o la radiancia espectral $L_\lambda(\mathbf{R}, \mathbf{n})$, donde \mathbf{n} y \mathbf{R} representan la dirección de propagación y la posición, respectivamente. Hemos visto también que la radiancia es una variable energética que obedece la ecuación de transporte radiativo o ecuación de transferencia radiativa, la cual se deriva a partir de consideraciones fenomenológicas y tiene la forma de una ecuación de balance energético. Según esta ecuación, una variación o cambio de la radiancia en la dirección \mathbf{n} viene dada por:

- i) una disminución del flujo energético debido a los procesos de absorción y dispersión,
- ii) un incremento del flujo energético en la dirección \mathbf{n} como resultado de la dispersión en otras direcciones \mathbf{n}' ,
- iii) un incremento del flujo de energía debido a la presencia de fuentes de energía en el medio.

La Figura 1.3 muestra esquemáticamente la variación de la radiancia en función de estos tres términos.

$$\begin{aligned} & \{\text{Variación de la radiancia } L(\mathbf{n}, R) \text{ en la dirección } \mathbf{n}\} \\ & = \\ & - \{\text{disminución del flujo energético debido a la absorción y} \\ & \quad \text{dispersión de la dirección } \mathbf{n} \text{ en la dirección } \mathbf{n}'\} \\ & + \\ & \{\text{incremento del flujo de energía en la dirección } \mathbf{n} \text{ debido a la} \\ & \quad \text{dispersión desde otras direcciones } \mathbf{n}'\} \\ & + \\ & \{\text{incremento del flujo debido a las fuentes}\} \end{aligned}$$

FIGURA 1.3 Representación esquemática del balance energético considerado en el proceso de transferencia radiativa.

Toda la teoría clásica de transferencia radiativa se reduce básicamente al análisis de la ecuación de balance anterior, expresada matemáticamente por la Ecuación (1.28). Por tanto, toda la teoría clásica está basada en más o menos simples e intuitivas consideraciones de balance de energía. A diferencia de otras disciplinas de la física matemática que son conocidas por sus completos fundamentos físicos, la teoría de transferencia radiativa no ha tenido durante mucho tiempo una base sólida en la teoría ondulatoria, y se desarrolló independientemente de ésta. Habitualmente, la transición de campos ondulatorios a la ecuación de balance de energía no es tratada explícitamente. Incluso en los mejores monográficos sobre el tema, como por ejemplo el libro de Chandrasekhar (1960), se introducen los principales conceptos de transferencia radiativa de una manera puramente fenomenológica, sin ningún intento por dotar a estas ecuaciones de un mayor significado estadístico y ondulatorio. Esto puede deberse en parte a la simplicidad y claridad física de los conceptos ópticos y geométricos utilizados en la teoría clásica, en comparación con los conceptos más complejos involucrados en la teoría ondulatoria y estadística. Así, conceptos como “haz de rayos” y consideraciones como la “incoherencia de los haces de ondas”, que permiten trabajar desde el principio con intensidades de onda, parecen ser lo suficientemente convincentes, y en primera instancia no se requiere de explicaciones adicionales. Por ejemplo, en la teoría de neutrones se trabaja con los conceptos de “trayectoria” y “aproximación de neutrones independientes” en lugar de los mencionados “haces de rayos” y “haces incoherentes”. Esta aproximación fenomenológica basta para resolver la mayoría de los casos, al menos hasta que las propiedades ondulatorias de los neutrones puedan ser despreciables. Estas consideraciones heurísticas, aparentemente evidentes, parecen ser ilusivas cuando se analizan en detalle. En particular, esto concierne a la propagación de la luz láser y las ondas de radio a través de una atmósfera turbia o medios dispersores, cuando los fenómenos de interferencia y difracción no pueden ser despreciados y la representación por medio de “rayos” se vuelve cuestionable.

En realidad, muchos de los términos de la teoría de transferencia radiativa implican la posibilidad de operar con ondas planas o cuasi-planas, lo cual en el caso general de un medio inhomogéneo es sólo válido en el límite óptico-geométrico de pequeñas longitudes de onda ($\lambda \rightarrow 0$). Para otras longitudes de onda ($\lambda \neq 0$) características de las medidas de óptica moderna y radio ingeniería, el

concepto de “haces independientes e incoherentes” es frecuentemente inaplicable. Esto podría ser verdad incluso en una descripción de la propagación libre de la radiación.

Si volvemos a un caso más complicado de un medio dispersor, vemos que la teoría de transferencia fenomenológica implica implícitamente algunos promedios sobre un volumen infinitesimalmente pequeño (es decir, pequeño en comparación con la longitud de onda) del medio y también implica la independencia de los sucesivos sucesos dispersores. Así, el procedimiento se reduce a una simple sustitución del término “energía media” por el término “energía”. La hipótesis sobre la independencia de los sucesos de dispersión puede ser válida para medios con una distribución suficientemente aleatoria de los objetos dispersores. En los procesos de dispersión en los que se produce una notable variación de frecuencia, como la dispersión Raman¹ o la dispersión en inhomogeneidades móviles, el despreciar la interferencia en los sucesivos sucesos de dispersión todavía se puede justificar considerando la incoherencia mutua de las ondas incidentes y dispersadas. Según las circunstancias, los límites de aplicabilidad de la ecuación de transporte se pueden volver marcadamente amplios. Sin embargo, cuando la dispersión se produce sin alteración de la frecuencia, la suma incoherente de intensidades no es válida.

Conviene destacar el trabajo de Gazaryan (1969), debido a las repercusiones que tuvo entre muchos de los investigadores físicos dedicados a los fundamentos de la teoría de transferencia. Gazaryan obtuvo y analizó una expresión exacta para la intensidad promedio de un campo para un modelo unidimensional de una capa formada por dispersores estadísticos. Su resultado fue considerablemente diferente del obtenido a partir de la teoría fenomenológica de transferencia radiativa.

¹Si la radiación dispersada por las moléculas se analiza con una resolución espectral alta, alrededor de la frecuencia ν_0 correspondiente a la radiación incidente, se puede observar líneas espectrales con intensidades de algunos órdenes de magnitud más pequeños que la dispersión de Rayleigh a ν_0 . Esto se conoce como espectro Raman. En términos de energía radiante, la dispersión Raman es completamente despreciable comparada con la dispersión de Rayleigh, pero el espectro Raman tiene una estructura característica de cada molécula, por lo que puede ser utilizado para identificar el componente.

Algunos investigadores incluso se apresuraron a aclamar que la teoría fenomenológica era inaplicable en conjunto, ya que los nuevos descubrimientos hicieron dudar de muchos de los fundamentos de esta teoría al operar con suma incoherente de intensidades. Todas estas dudas provocaron en parte un aislamiento entre la teoría fenomenológica y la electrodinámica.

En estos momentos el estado de la teoría de transferencia radiativa no goza de la incertidumbre que gozaba después del trabajo de Gazaryan. Al final, la diferencia entre la teoría de transferencia y la rigurosa aproximación estadística es debida al fenómeno de la “localización fuerte de Anderson²”. Hasta los años 70, este fenómeno fue estudiado sólo en física cuántica del estado sólido en conexión con la dinámica de los electrones en sistemas dopados, y nadie pensó sobre posibles manifestaciones de la localización de Anderson en física clásica, como por ejemplo en óptica y acústica. La validez o no de la teoría dependerá de la situación y las condiciones del problema considerado. Así, la localización de Anderson adquiere importancia cuando las longitudes de onda se vuelven comparables con la longitud de dispersión ($\lambda = l_c$), mientras que la teoría de transferencia ordinaria es aplicable en la región de desorden débil ($\lambda \gg l_c$), característica para muchos problemas ondulatorios clásicos.

²Los estados electrónicos de los sólidos cristalinos son extendidos, como garantiza el teorema de Bloch. Por tanto, la función de onda ocupa todo el sólido, lo que implica que es igualmente probable encontrar al electrón en cualquier celda unidad. Un comentario similar puede hacerse en relación a las vibraciones de los átomos de un sólido cristalino pues los modos normales corresponden a estados vibracionales donde casi todos los átomos oscilan. Desde 1958 sabemos, gracias a P. W. Anderson, que esta imagen no es correcta cuando existe algún tipo de desorden en el sólido. Entonces los estados electrónicos y vibracionales pueden localizarse espacialmente, ocupando solamente una pequeña región del sistema.

1.3.2 Reinterpretación de la teoría de transferencia

Para alcanzar un claro entendimiento de los fundamentos y las condiciones de aplicabilidad de la teoría de transferencia radiativa hay que recurrir al formalismo estadístico ondulatorio de la propagación de las ondas en medios aleatorios. Así, se ha realizado en las últimas dos décadas una substancial reconsideración de la teoría de transferencia en base al formalismo estadístico y ondulatorio. Los primeros intentos para esta revisión estuvieron dedicados a la justificación de una condición de suma incoherente de haces de onda, que es una de las bases fundamentales de la ecuación de transporte radiativo. Sin embargo, ha salido a la luz mucho más de lo que se cabría esperar, a saber, que el conocido balance de energía oculta una ecuación para la función de coherencia del campo ondulatorio. El tratamiento tradicional de la ecuación de transferencia radiativa como una simple condición de balance energético cambió radicalmente sólo cuando pudo establecerse una conexión directa entre la radiancia y la función de coherencia del campo ondulatorio.

Consideremos la función de coherencia

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle u(\mathbf{r}_1)u^*(\mathbf{r}_2) \rangle \quad (1.53)$$

para la amplitud $u(\mathbf{r})$ de un campo ondulatorio monocromático $u(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ en la forma

$$\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \left\langle u\left(\mathbf{R} + \frac{\mathbf{r}}{2}\right)u^*\left(\mathbf{R} - \frac{\mathbf{r}}{2}\right) \right\rangle \quad (1.54)$$

En las expresiones anteriores los símbolos $\langle \rangle$ indican promedios. Supongamos que Γ satisface la condición de cuasi-uniformidad. Esto implica que la función de coherencia $\Gamma(\rho, \mathbf{R})$ depende predominantemente de la diferencia de coordenadas $\rho = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ y depende débilmente de la posición del centro de gravedad $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$. Para un campo estadísticamente uniforme, la dependencia de Γ con \mathbf{R} desaparece completamente y $\Gamma(\rho, \mathbf{R}) = \Gamma(\rho)$.

Desde un punto de vista moderno, la función de coherencia $\Gamma(\rho, \mathbf{R})$ de un campo ondulatorio cuasi-uniforme se relaciona con la radiancia $L(\mathbf{n}, \mathbf{R})$ por medio de la transformada “angular” de Fourier:

$$\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \int L(\mathbf{n}, \mathbf{R}) e^{ik_0 \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}} d\Omega_n \quad (1.55)$$

donde k_0 es el número de onda y $d\Omega_n$ es el diferencial de ángulo sólido en la dirección \mathbf{n} . Por tanto, la radiancia podría considerarse como un espectro angular del campo ondulatorio. Este espectro podría ser tratado como un espectro local, ya que se relaciona con el centro de gravedad \mathbf{R} de las coordenadas \mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_2 y varía de un punto \mathbf{R} a otro.

La inversión de la Ecuación (1.55), es decir, una expresión que represente $L(\mathbf{n}, \mathbf{R})$ en términos de $\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{R})$, no es univaluada. Esto puede apreciarse también a partir del hecho de que el argumento espacial ρ contiene 3 componentes (ρ_x, ρ_y, ρ_z), mientras que la Ecuación (1.55) es una transformada de Fourier bidimensional.

Una de las ideas fundamentales para establecer la conexión entre la teoría de transferencia clásica y la teoría estadística ondulatoria se basa en el hecho de que para un campo cuasi-uniforme, la inversa de la transformada de Fourier de la función $\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ es proporcional a la radiancia, de forma que la ecuación para la función de coherencia deducida en la teoría moderna de dispersión múltiple de ondas es equivalente a la ecuación de transporte radiativo. Para establecer esta imponente conexión, cuya significación no ha sido reconocida hasta tiempos recientes, se han utilizado indirectamente dos hipótesis: i) debilidad de la dispersión y ii) cuasi-homogeneidad estadística del campo de onda primario. En la Figura 1.4 se muestra un esquema del camino seguido desde la teoría ondulatoria hasta la teoría de transferencia radiativa.

Una vez establecido el “origen ondulatorio” de la radiancia, es posible extraer cierta información de la ecuación de transferencia en relación con la teoría ondulatoria:

i) *Evaluación de la función de coherencia del campo ondulatorio*: cuando se mide o se obtiene la radiancia $L(\mathbf{n}, \mathbf{R})$ a partir de la ecuación de transferencia radiativa, es posible obtener la función de coherencia a partir de la Ecuación (1.55), es decir, el conocimiento de la radiancia es suficiente para recuperar la propiedad de correlación del campo. Desde un punto de vista teórico, esta relación entre radiancia y función de coherencia del campo es fundamental para introducir la teoría de transferencia dentro de la teoría ondulatoria.

ii) *Incorporación de la componente coherente en la teoría de transferencia*: en la nueva teoría de transferencia, la componente coherente de la radiancia obedece una ecuación a parte, complementaria a la ecuación de transferencia radiativa.

iii) *Condiciones de aplicabilidad de la ecuación de transferencia radiativa*: en un principio, se pensaba que un mayor desorden en el medio dispersor favorecía la aplicabilidad de la ecuación de transferencia. La reinterpretación de la teoría de transferencia desde un punto de vista basado en los fundamentos de los principios ondulatorios proporcionó una metodología sólida a cerca de los límites de aplicabilidad de la ecuación de transferencia.

iv) *Consideración de canales coherentes en la dispersión múltiple*: algunos científicos que han utilizado la ecuación de transferencia radiativa han considerado durante largo tiempo que los efectos coherentes están más allá del marco de trabajo de la teoría de transferencia, limitando por tanto el uso de esta teoría. Sin embargo, esto es cierto sólo en parte. Por supuesto, la ecuación de transferencia se basa en la suma incoherente de ondas propagándose en diferentes direcciones. En un medio dispersor real, siempre existen fenómenos de coherencia (conocido como pares de canales coherentes) responsables de un aumento de la retrodispersión. Estos fenómenos en principio no podrían ser descritos por la teoría de transferencia. Sin embargo, recientemente se ha propuesto un procedimiento que describe el fenómeno de la retrodispersión en términos de la teoría de transferencia. En términos muy generales, este procedimiento se base en doblar la contribución debida a los términos responsables de la dispersión múltiple.

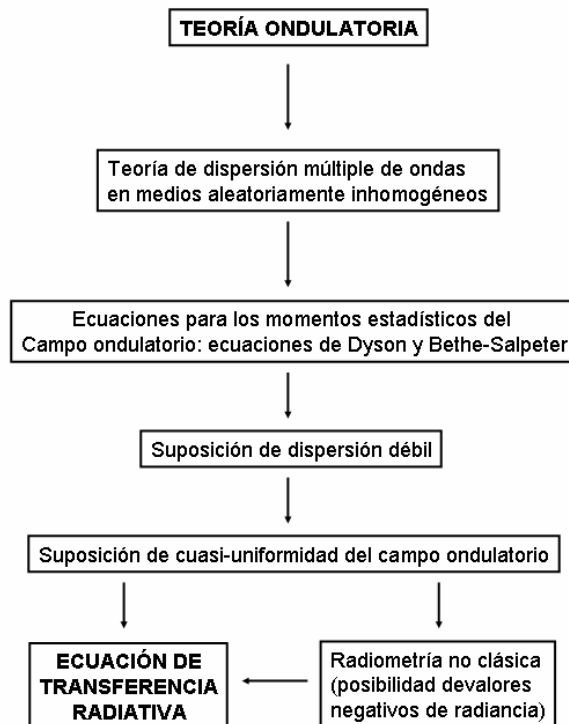


FIGURA 1.4 Conexión entre la teoría de transferencia radiativa y la teoría ondulatoria (adaptado de Apresyan y Kravtsov, 1996).

1.3.3 Principios básicos de la teoría ondulatoria y estadística

En la práctica, las cantidades aleatorias se diferencian de las funciones determinísticas fundamentalmente en la complejidad e impredecibilidad de su comportamiento. En la caracterización de los campos ondulatorios, se suele hablar de aleatoriedad si dichos campos son formados por fuentes desconocidas con un comportamiento impredecible pero estadísticamente estable, o si se propagan en un

medio complejo e inhomogéneo cuyas características no se conocen exactamente. Ejemplos de fuentes aleatorias podrían ser todas aquellas fuentes de radiación térmica, y ejemplos de medios propagadores complejos podrían ser prácticamente todos los medios naturales, como la atmósfera, la ionosfera, la superficie del océano, el interior de la Tierra, etc. En la naturaleza, como regla, cualquier campo puede ser tratado como aleatorio hasta cierto punto, y esta aleatoriedad puede ser despreciada sólo en ciertas situaciones.

Formalmente, la aproximación estadística difiere de la aproximación dinámica en que la anterior no considera predicciones del comportamiento en situaciones concretas, si no que considera sólo las propiedades estadísticas del conjunto como un todo. Por supuesto, esto no implica que esta aproximación deniegue completamente una descripción de situaciones concretas, pero las conclusiones cuantitativas se refieren precisamente al conjunto de situaciones.

En general, para comparar los resultados de la teoría estadística con los datos experimentales se requiere de una repetición múltiple de los experimentos. Esta es la diferencia principal entre la aproximación estadística y el tratamiento fenomenológico comentado anteriormente: mientras que las teorías fenomenológicas se basan principalmente en consideraciones intuitivas y simples pero no rigurosas, la aproximación estadística se basa en los primeros principios de la teoría ondulatoria con una considerable atención a la formalización de las propiedades del conjunto estadístico.

Para fundamentar la teoría de transferencia radiativa, debemos considerar el campo clásico y aleatorio, que es una función aleatoria de cuatro variables $x = (\mathbf{r}, t)$. Para una radiación monocromática, la dependencia temporal se considera proporcional al término $e^{-i\omega t}$. De esta forma, el campo real u viene dado por $u = \text{Re}\{u(x)\}$, siendo $u(x) = u(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ el campo ondulatorio complejo. Aquí, el papel de campo aleatorio recae sobre el campo complejo $u(x)$, o bien, dejando a un lado el factor $e^{-i\omega t}$, sobre la amplitud $u(\mathbf{r})$ que depende de variables espaciales. En el caso de radiación monocromática, esta última puede depender también ligeramente del tiempo.

En una teoría lineal, el campo u cumple la ecuación de onda lineal

$$\hat{L}u = q \quad (1.56)$$

donde \hat{L} es el operador de onda que describe las propiedades del medio por el cual se propaga la radiación, y q es la función fuente. Ambas magnitudes, \hat{L} y q , pueden ser estocásticas: mientras que el operador \hat{L} corresponde a la presencia de inhomogeneidades aleatorias en el medio, la función q permite describir las fuentes estocásticas, en concreto, la radiación incidente aleatoria correspondiente a fuentes en el infinito. Se asume que todas las características estadísticas necesarias del medio (\hat{L}) y las fuentes (q) son dadas.

Un ejemplo específico de la Ecuación (1.56) es

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \right) u = 0 \quad (1.57)$$

donde en este caso $\hat{L} = \Delta - c^{-2} \partial_t^2$ es el operador de d'Alembert. La Ecuación (1.52) describe la propagación de ondas de distinta naturaleza física en un medio no dispersivo homogéneo y estacionario. La función fuente viene dada en este ejemplo por $q = 0$, lo que significa que se desea encontrar el campo lejos de las fuentes.

La teoría de correlación analiza los dos primeros momentos del campo

$$M = \langle u_1 \rangle \quad (1.58)$$

$$\Gamma = \langle u_1 u_2^* \rangle \quad (1.59)$$

donde $u_1 = u(x_1)$ y $u_2 = u(x_2)$. El primer momento M es el campo medio, y en el caso de campos ondulatorios complejos el segundo momento Γ se llama normalmente función de coherencia, que ya fue mencionada anteriormente y dada por la Ecuación (1.53).

Para un campo con valores reales, se podría omitir el símbolo “*” que indica el complejo conjugado en la Ecuación (1.59). Para un campo complejo cuasi-monocromático, la Ecuación (1.59) corresponde al segundo momento promediado en el tiempo del campo físico, en contraste con el momento $\langle u(x_1)u(x_2) \rangle$, que representa una segunda función de coherencia y que no contiene el complejo conjugado, oscilando rápidamente en función del tiempo. Cuando se miden características energéticas promediadas de la radiación, normalmente se promedia sobre altas frecuencias y la contribución debida a la segunda función se anula.

Cuando se describen los momentos estadísticos, es conveniente representar el campo u como una suma de su valor promedio $\langle u \rangle$ y una parte que recoge las fluctuaciones u'

$$u = \langle u \rangle + u' \quad (1.60)$$

donde $\langle u' \rangle = 0$. Esta representación se conoce normalmente como la descomposición del campo u en los componentes coherentes $\langle u \rangle$ e incoherentes u' . Estos componentes son independientes en términos de su contribución al segundo momento Γ , como se demuestra sustituyendo la Ecuación (1.60) en la (1.59):

$$\Gamma = \langle (\langle u_1 \rangle + u'_1) (\langle u_2 \rangle + u'_2) \rangle = \langle u_1 \rangle \langle u_2 \rangle + \langle u'_1 u'_2 \rangle \equiv \langle u_1 \rangle \langle u_2 \rangle + \mathcal{Y}_{12} \quad (1.61)$$

El primer término de la ecuación anterior corresponde al campo medio y la función de correlación

$$\mathcal{Y}_{12} = \Psi = \langle u'_1 u'_2 \rangle = \langle u_1 u_2 \rangle - \langle u_1 \rangle \langle u_2 \rangle \quad (1.62)$$

describe las fluctuaciones. Según la Ecuación (1.61), se pueden considerar las cantidades $\langle u \rangle$ y la función de correlación Ψ en lugar de el primer momento $\langle u \rangle$ y la función de coherencia Γ mostradas en las Ecuaciones (1.58) y (1.59).

En problemas de teoría de dispersión, la descomposición del campo en componentes coherente e incoherente está dotada de un significado geométrico

(interferencias). Consideremos un campo u formado por una onda incidente no aleatoria (coherente) u^0 y el campo de la onda dispersada u^{sc} , de forma que $u = u^0 + u^{sc}$, y queremos medir la intensidad media $\langle |u|^2 \rangle = \Gamma(x,x)$. Claramente, la onda incidente sólo puede interferir con la componente coherente del campo dispersado $\langle u^{sc} \rangle$, porque la intensidad media $\langle |u|^2 \rangle = \langle |u^0|^2 \rangle + 2\text{Re}u^0 \langle u^{sc} \rangle + \langle |u^{sc}|^2 \rangle$ no contiene la componente incoherente $u^{sc} = u^{sc} + \langle u^{sc} \rangle$.

Un campo aleatorio u se dice que es estadísticamente uniforme o estadísticamente homogéneo en x si todas sus características estadísticas son invariantes bajo traslaciones arbitrarias en x , es decir, si son independientes de dichas traslaciones. Los campos que son estadísticamente uniformes en el tiempo se llaman estacionarios, mientras que aquellos estadísticamente uniformes en el espacio se llaman simplemente uniformes. Para un campo uniforme y estacionario, el valor medio es constante, y la función de coherencia Γ y la función de correlación Ψ dependen sólo de la diferencia $\rho = x_1 - x_2$. Esto implica que Γ y Ψ están relacionadas mediante una función delta en el argumento espectral conjugado. Así, el espectro en el espacio-tiempo para u se define como

$$u(K) = \int u(x) e^{-iKx} \frac{d^4 x}{(2\pi)^4} \quad (1.63)$$

donde en este caso se ha empleado la notación $x = (\mathbf{r}, t)$, $K = (\mathbf{k}, \omega)$, $Kx = \mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t$, $d^4 x = d^3 \mathbf{r} dt$ y $d^4 K = d^3 \mathbf{k} d\omega$.

Para un campo uniforme y estacionario, la función de coherencia viene dada por

$$\Gamma = \langle u(x_1) u^*(x_2) \rangle = \int \langle u(K') u^*(K'') \rangle \exp[i((k' x_1 - K'' x_2))] d^4 K' d^4 K'' \quad (1.64)$$

Para que esta función dependa únicamente de la diferencia $x_1 - x_2$, es necesario que la amplitud $u(K')$ y $u^*(K'')$ estén relacionadas mediante una función delta:

$$\langle u(K') u^*(K'') \rangle = J_{K'} \delta(K' - K'') \quad (1.65)$$

Teniendo en cuenta la Ecuación (1.64), es posible obtener la siguiente expresión:

$$\Gamma(\mathbf{r}) = \Gamma(x_1 - x_2) = \int J_K e^{iK\mathbf{r}} d^4 K \quad (1.66)$$

conocida como teorema de Wiener-Khinchin.

Según la Ecuación (1.66), la cantidad J_K , llamada densidad espectral o simplemente espectro, viene dada por la transformada de Fourier del segundo momento Γ sobre la variable ρ :

$$J_K = \int \Gamma(\mathbf{r}) e^{-iK\mathbf{r}} \frac{d^4 \mathbf{r}}{(2\mathbf{p})^4} \quad (1.67)$$

A partir de la Ecuación (1.65) se puede ver que J_K es proporcional a $\langle |u(K)|^2 \rangle$:

$$J_K \propto \langle |u(K)|^2 \rangle \quad (1.68)$$

lo que implica que esta cantidad es positiva, $J_K \geq 0$.

En realidad, el coeficiente de proporcionalidad en la Ecuación (1.68) debe ser una cantidad indefinidamente grande $\delta(0) = \infty$. Las dificultades que pueden surgir al manejar tales cantidades pueden solventarse asumiendo que el campo está confinado en el espacio y el tiempo dentro de un volumen grande pero finito $V^{(4)}$. De esta forma la cantidad no acotada $\mathbf{d}(0) = \int e^{i0\mathbf{r}} (2\mathbf{p})^{-4} d^4 \mathbf{r} = \infty$ se puede convertir en una expresión finita $\int (2\mathbf{p})^{-4} d^4 \mathbf{r} = (2\mathbf{p})^{-4} V^{(4)} < \infty$. De todas formas, el punto importante es que el coeficiente de proporcionalidad de la Ecuación (1.68) es positivo. La afirmación de que J_K es positiva constituye, esencialmente, el punto clave del teorema de Wiener-Khinchin. Para $K \neq 0$, esta cantidad representa la intensidad de las fluctuaciones de un campo con un vector de onda K .

La densidad espectral J_K es la característica más importante de un campo uniforme. Como esta cantidad es positiva, podemos asignarle un significado

energético, y combinarla con el principal concepto de la radiometría: la radiancia. Debido a que la definición dada por la Ecuación (1.67) sólo es válida para una función de coherencia estadísticamente uniforme, es conveniente introducir un espectro local $J_K(R)$ que caracterice la intensidad de las fluctuaciones con un vector de onda K alrededor de un punto R en lugar de en todo el espacio.

Llegados a este punto, podemos retomar ahora las ideas apuntadas en la sección 1.3.2, donde ya se adelantó la relación que existía entre la radiancia y la función de coherencia según la Ecuación (1.55). En esta sección se ha mostrado un desarrollo formal de esta conexión entre radiancia y función de coherencia. En la teoría ondulatoria-estadística las ecuaciones se aplican a la función de coherencia del campo. Por tanto, las expresiones correspondientes a la teoría clásica de transferencia radiativa surgen de forma natural a partir de la teoría moderna simplemente considerando la relación entre función de coherencia y radiancia. Hemos visto en el apartado 1.2 todo un desarrollo formal de la ecuación de transferencia radiativa. Todo este desarrollo partía de consideraciones fenomenológicas y, en concreto, de un simple balance de energía. El desarrollo correspondiente a una teoría ondulatoria y estadística resulta más complejo, por lo que no se desarrollará en este trabajo. Nos quedamos por tanto con la idea fundamental de la conexión entre función de coherencia, que es la magnitud empleada en la teoría moderna, y radiancia, que es la magnitud empleada en la teoría clásica. De esta forma, la teoría de transferencia radiativa puede ser considerada simplemente como un corolario de la teoría ondulatoria gobernada por las ecuaciones de Maxwell. El lector interesado en un análisis más detallado de una teoría radiativa basada en aspectos ondulatorios y estadísticos puede consultar el magnífico trabajo de Apresyan y Kravtsov (1996).

1.4 TEORÍA DE TRANSFERENCIA DE FOTONES EN COBERTURAS VEGETALES

La teoría de transferencia o transporte de fotones en coberturas vegetales forma parte de la teoría clásica de transferencia radiativa mostrada en el apartado 1.2. En dicho apartado se mostraron los principios básicos de los procesos tanto de absorción como de dispersión, para profundizar finalmente sólo en el fenómeno de

la absorción de cara a obtener una ecuación de transferencia radiativa a través de una atmósfera no dispersora, como ocurre cuando se trabaja en la región del infrarrojo térmico. Sin embargo, en la teoría de transferencia radiativa en cubiertas vegetales se trabaja en la región del visible e infrarrojo próximo, teniendo en cuenta la dispersión que sufre esta radiación cuando es interceptada por las hojas. El hecho de tener en cuenta el fenómeno de dispersión, junto con las características específicas del problema de transferencia radiativa en coberturas vegetales, nos lleva a tratar este problema en un apartado distinto al 1.2. Si bien muchos de los conceptos y magnitudes pueden ser semejantes a los presentados en dicho apartado, algunos resultarán completamente distintos o bien con un cambio de notación, por lo que se volverá a introducir en el presente apartado una ecuación de transferencia radiativa particularizada para el caso de coberturas vegetales.

1.4.1 Introducción

La obtención de la distribución de la energía radiante en coberturas vegetales tiene dos motivaciones principales. En primer lugar, los flujos escalares proyectados sobre las hojas son necesarios para estimar los porcentajes fotosintéticos de la vegetación (deWit, 1965; Monteith, 1965; Duncan et al. 1967; Gutschick y Weigel, 1984, etc.) y la distribución angular del flujo que abandona la vegetación es necesario para aplicaciones de teledetección (Gerstl y Simmer, 1986). En segundo lugar, la inversión de la formulación matemática que predice las intensidades de la radiación emergente permite la estimación de algunos parámetros de la vegetación, como el índice de área foliar LAI (Leaf Area Index) y la energía radiante absorbida, a partir de medidas de la reflectividad de la vegetación (Goel y Strebel, 1983; Asrar et al., 1984).

Las formulaciones matemáticas desarrolladas en el pasado para los problemas de coberturas vegetales difieren considerablemente en detalles, dependiendo principalmente del propósito para el cual fueron diseñadas. Si lo que se desea es calcular los porcentajes fotosintéticos, entonces las hojas pueden ser consideradas como cuerpos negros, ya que las hojas dispersan menos del 10% de la radiación activa fotosintéticamente. Con una simplificación como esta, es directo calcular la propagación de la luz solar directa y la radiación difusa a través de la

cobertura vegetal y, junto con la función de la respuesta a la luz fotosintética de la hoja, calcular el porcentaje fotosintético (Norman, 1980).

Con los recientes avances tecnológicos en la resolución espacial y espectral de los sensores a bordo de satélites, y con el continuo refinamiento de las técnicas de observación para una mayor precisión de las medidas, el problema de valorar cuantitativamente la calidad de los datos radiométricos obtenidos mediante la teledetección sobre zonas agrícolas y de vegetación natural ha recibido una atención especial en los años recientes. Específicamente, en la teledetección aplicada a las coberturas vegetales con sensores altamente sensibles en bandas espectrales estrechas, resulta de gran importancia comprender la física de la propagación de fotones a través de las coberturas vegetales. Así, se busca una solución precisa de la ecuación de transporte en estudios relacionados con las aplicaciones en teledetección.

1.4.2 La ecuación de transporte para coberturas vegetales

Consideremos una capa llana y horizontal formada por una cobertura de hojas de profundidad T , la cual es perpendicular al eje z y está iluminada espacialmente uniforme por encima. Entonces, la función de distribución de la radiancia o intensidad de energía específica $I(z, \mathbf{W})$ para una longitud de onda dada en ausencia de polarización, de interacciones en los que interviene un cambio de frecuencia y en ausencia de fuentes de radiación dentro de la cobertura viene dada por la ecuación de transporte para una geometría plana (Davison, 1958):

$$-\mathbf{m} \frac{\partial I}{\partial z}(z, \mathbf{O}) + \mathbf{s}_e(z, \mathbf{O}) I(z, \mathbf{O}) = \int_{4\pi} d\mathbf{O}' \mathbf{s}_s(z, \mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) I(z, \mathbf{O}') \quad (1.69)$$

siendo $0 < z < T$ y donde σ_e es el coeficiente de extinción, y σ_s es el coeficiente de dispersión diferencial para la dispersión de un fotón que proviene de una dirección \mathbf{W}' dentro de una unidad de ángulo sólido dado por la dirección \mathbf{W} . El vector unitario $\mathbf{W}(\mu, \phi)$ tiene un ángulo azimutal ϕ y un ángulo polar $\theta = \cos^{-1}\mu$ con respecto a la normal.

La Ecuación (1.69) ha sido estudiada extensivamente para los casos de σ_e y σ_s constantes, realizándose distintas aproximaciones numéricas (Chandrasekhar, 1960; Duderstadt y Martin, 1979). Sin embargo, en el problema de la cobertura vegetal, σ_e no es necesariamente independiente de la dirección de propagación del fotón y σ_s generalmente no es invariante bajo rotaciones, es decir, generalmente depende de las direcciones absoluta del fotón viajando en la dirección \mathbf{W}' y \mathbf{W} y no simplemente del ángulo de dispersión, $\cos^{-1}(\mathbf{W}' \cdot \mathbf{W})$, como es el caso usual. Así, los métodos estándar de tratar la Ecuación (1.69) para muchos de los problemas de transporte de neutrones y fotones deben ser modificados de alguna manera, o se deben de realizar algunas aproximaciones tanto para la cobertura vegetal como para la Ecuación (1.69) para justificar los tratamientos estándar.

Para obtener unas expresiones explícitas para el coeficiente de extinción σ_e , asumiremos que la cobertura vegetal está formada por hojas planas con una densidad de área foliar $u_L(z)$, definida como el área foliar total considerando sólo una cara por unidad de volumen a la profundidad z . Aunque la densidad de área foliar puede variar con la profundidad z , asumiremos que no hay variación lateral tal y como implica la suposición de simetría plana inherente a la Ecuación (1.69). La probabilidad de que una hoja tenga una normal $\mathbf{W}_L(\mu_L, \phi_L)$ (dirigida hacia fuera de la superficie) en una unidad de ángulo sólido sobre \mathbf{W}_L viene dada por la función de distribución de hoja normal $g_L(z, \mathbf{W}_L)$, la cual está normalizada como

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi_L \int_0^1 d\mu_L g_L(z, \mathbf{O}_L) = 1 \quad (1.70)$$

Aquí, todas las hojas se asumen que están orientadas hacia arriba, de forma que todas las normales están confinadas en el hemisferio superior.

Ahora consideremos fotones en una profundidad z viajando en la dirección \mathbf{W} . El coeficiente de extinción será entonces la probabilidad, por unidad de longitud recorrida, de que el fotón choque con la hoja, es decir, la probabilidad de que el fotón, mientras recorre una distancia ds a lo largo de \mathbf{W} sea interceptado por la hoja dividido por la distancia ds . Matemáticamente podemos expresarlo como

$$\mathbf{s}_e(z, \mathbf{O}) = G(z, \mathbf{O})u_L(z) \quad (1.71)$$

donde el factor geométrico $G(z,W)$ es la fracción del área foliar total, por unidad de volumen de vegetación, que es perpendicular a W (Ross, 1981), expresado como

$$G(z, \mathbf{O}) = \frac{1}{2p} \int_0^{2p} d\mathbf{f}_L \int_0^1 d\mathbf{m}_L g_L(z, \mathbf{O}_L) |\mathbf{O}_L \cdot \mathbf{O}| \quad (1.72)$$

El coeficiente de dispersión diferencial $\sigma_s(z, W' \rightarrow W_L)$ puede expresarse en términos de la función de distribución de dispersión de la hoja $f(W' \rightarrow W; W_L)$. Para una hoja con una normal W_L , esta función de transferencia es la fracción de energía interceptada (de los fotones viajando inicialmente en la dirección W') que es rerradiada (dispersada) dentro de una unidad de ángulo sólido en la dirección W . Como el porcentaje al que la energía en la dirección W' es interceptada por la hojas con una orientación W_L , por unidad de volumen a la profundidad z , es $u_L(z) |W_L \cdot W'| I(z, W')$, el porcentaje de fotones viajando en todas las direcciones iniciales que son dispersados dentro de una unidad de ángulo sólido sobre W es

$$\int_{4p} d\mathbf{O}' u_L(z) |\mathbf{O}_L \cdot \mathbf{O}'| f(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}; \mathbf{O}_L) I(z, \mathbf{O}') \quad (1.73)$$

Finalmente, la integración de esta expresión sobre todas las orientaciones de las hojas, promediadas según la función peso $g_L(z, W_L)$, nos da el porcentaje volumétrico total de fotones que son dispersados por las hojas de todas las orientaciones dentro de una unidad de ángulo sólido sobre W , obteniendo la siguiente expresión

$$\frac{u_L(z)}{2p} \int_{2p} d\mathbf{O}' \left[\int_{2p} d\mathbf{O}_L g_L(z, \mathbf{O}_L) |\mathbf{O}_L \cdot \mathbf{O}'| f(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}; \mathbf{O}_L) \right] I(z, \mathbf{O}') \quad (1.74)$$

Esta cantidad debe ser igual al término de la izquierda de la Ecuación (1.69) y, por tanto, el coeficiente de dispersión diferencial $\sigma_s(z, W' \rightarrow W)$ vendrá dado por

$$\mathbf{s}_s(z, \mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) = \frac{u_L(z)}{2p} \int_{2p} d\mathbf{O}_L g_L(z, \mathbf{O}_L) |\mathbf{O}_L \cdot \mathbf{O}'| f(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}; \mathbf{O}_L) \quad (1.75)$$

En general, se ha visto que el coeficiente de dispersión depende tanto de la dirección inicial como de la dirección de dispersión del fotón. Sin embargo, bajo ciertas aproximaciones para las funciones $g_L(z, W_L)$ y $f(W' \rightarrow W; W_L)$, σ_s puede depender sólo de unas cuantas variables, como se verá más adelante.

Si ahora asumimos que la distribución angular de las hojas, $g(z, W_L)$, es independiente de la profundidad z , entonces la ecuación de transporte de fotones, Ecuación (1.69), puede escribirse como

$$-\mathbf{m} \frac{\partial I}{\partial t}(t, \mathbf{O}) + G(t, \mathbf{O})I(t, \mathbf{O}) = \frac{1}{P} \int_{4p} d\mathbf{O}' \Gamma(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) I(t, \mathbf{O}') \quad (1.76)$$

donde el camino óptico $\tau(z)$ viene definido como

$$\mathbf{t}(z) \equiv \int_0^z u_L(z) dz \quad (1.77)$$

y la función de transferencia de área de dispersión $\Gamma(W' \rightarrow W)$ como

$$\frac{1}{P} \Gamma(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) \equiv \frac{1}{2P} \int_{2p} d\mathbf{O}_L g_L(z, \mathbf{O}_L) |\mathbf{O}_L \cdot \mathbf{O}'| f(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}; \mathbf{O}_L) \quad (1.78)$$

La función $f(W' \rightarrow W; W_L)$, cuando se integra sobre todas las direcciones de los fotones salientes, da el albedo de dispersión simple (por unidad de área foliar), ω , es decir,

$$\int_{4p} d\mathbf{O} f(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}; \mathbf{O}_L) = \omega \quad (1.79)$$

En general, ω dependerá de la dirección inicial del fotón W' y de la orientación de las hojas W_L ; sin embargo, para muchos modelos de dispersión, ω es independiente de W' y de W_L , por lo que a partir de las Ecuaciones (1.72) y (1.79), la función $\Gamma(W' \rightarrow W)$ viene normalizada como

$$\frac{1}{p} \int_{4p} d\mathbf{O} \Gamma(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) = wG(\mathbf{O}') \quad (1.80)$$

Bajo esta condición restrictiva para $f(W' \rightarrow W; W_L)$, la ecuación de transporte dada por la Ecuación (1.76), puede ser simplificada definiendo la función de transferencia normalizada,

$$P(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) = 4 \frac{\Gamma(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O})}{wG(\mathbf{O}')} \quad (1.81)$$

que está normalizada a la unidad,

$$\frac{1}{4p} \int_{4p} d\mathbf{O} P(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) = 1 \quad (1.82)$$

Con esta función de transferencia la Ecuación (1.76) queda como

$$- \mathbf{m} \frac{\partial I}{\partial t}(\mathbf{t}, \mathbf{O}) + G(\mathbf{t}, \mathbf{O}) I(\mathbf{t}, \mathbf{O}) = \frac{w}{4p} \int_{4p} d\mathbf{O}' P(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) G(\mathbf{O}') I(\mathbf{t}, \mathbf{O}') \quad (1.83)$$

La Ecuación (1.83) puede simplificarse considerablemente si la dispersión de las hojas se considera isotrópica, de forma que

$$f(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}; \mathbf{O}_L) = \frac{w}{4p} \quad (1.84)$$

donde ω es la fracción de energía interceptada que es dispersada. En este caso

$$\frac{1}{p} \Gamma(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) = G(\mathbf{O}') \frac{w}{4p} \quad (1.85)$$

Si además se asume que la orientación de las hojas es completamente aleatoria, es decir, $g_L(W_L) = 1$, entonces a partir de la Ecuación (1.72) se obtiene que $G(W) = 0.5$, de forma que la Ecuación (1.83) se reduce a

$$- \mathbf{m} \frac{\partial I}{\partial \mathbf{t}'}(\mathbf{t}', \mathbf{O}) + I(\mathbf{t}', \mathbf{O}) = \frac{W}{4p} \int_{4p} d\mathbf{O}' I(\mathbf{t}', \mathbf{O}) \quad (1.86)$$

siendo $\tau' = \tau / 2$. La Ecuación (1.86) puede reducirse a un problema de sólo un ángulo simplemente promediando sobre el ángulo acimutal ϕ obteniendo

$$- \mathbf{m} \frac{\partial I}{\partial \mathbf{t}'}(\mathbf{t}', \mathbf{m}) + I(\mathbf{t}', \mathbf{m}) = \frac{W}{2} \int_{-1}^1 d\mathbf{m}' I(\mathbf{t}', \mathbf{m}') \quad (1.87)$$

donde la intensidad de la radiación promediada acimutalmente se define como

$$I(\mathbf{t}', \mathbf{m}) = \frac{1}{2p} \int_0^{2p} d\mathbf{f} I(\mathbf{t}', \mathbf{m}, \mathbf{f}) \quad (1.88)$$

Las Ecuaciones (1.86) y (1.87) han sido obtenidas considerando ciertas aproximaciones, por lo que sólo son aplicables en ciertas situaciones concretas. La Ecuación (1.83) puede también promediarse acimutalmente aún en el caso de dispersión no isotrópica considerando dos condiciones: $G(W)$ debe ser independiente de ϕ y

$$P(\mathbf{m}' \rightarrow \mathbf{m}) \equiv \frac{1}{2p} \int_0^{2p} d\mathbf{f} P(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) \quad (1.89)$$

debe ser independiente de ϕ' . Cuando se cumplen estas condiciones, el promedio acimutal de la Ecuación (1.83) lleva a

$$- \mathbf{m} \frac{\partial I}{\partial \mathbf{t}}(\mathbf{t}, \mathbf{m}) + G(\mathbf{m}) I(\mathbf{t}, \mathbf{m}) = \frac{W}{2} \int_{-1}^1 d\mathbf{m}' P(\mathbf{m}' \rightarrow \mathbf{m}) G(\mathbf{m}') I(\mathbf{t}, \mathbf{m}') \quad (1.90)$$

La condición de que $G(\mu)$ sea independiente de ϕ se mantendrá siempre que las hojas estén distribuidas aleatoriamente con respecto al acimut, es decir, que

$g_L(W_L)$ sea independiente de ϕ_L . La condición de que $P(\mu' \rightarrow \mu)$ sea independiente de ϕ' se mantiene para distintas funciones de transferencia de dispersión $P(W' \rightarrow W)$; por ejemplo, si la dispersión es rotacionalmente invariante, de forma que $P(W' \rightarrow W)$ depende sólo de $(W' \cdot W)$ o, lo que representa un caso de importancia en los problemas de cobertura vegetal, si $P(W' \rightarrow W)$ depende sólo de $(W_L \cdot W)$ y $(W_L \cdot W')$.

Para obtener una solución única de la Ecuación (1.83) o (1.90), es necesario especificar la radiación incidente sobre los límites de la cobertura vegetal, es decir, a $\tau = 0$ y $\tau = \tau(T) \equiv \tau_T$. La vegetación es irradiada por encima mediante una componente solar monodireccional (en una dirección dada por $W_0(\mu_0, \phi_0)$, $\mu_0 < 0$) y mediante una radiación difusa del cielo. Por lo tanto, para $\tau = 0$, el campo radiativo vendrá dado por

$$I(0, W) = I_d(W) + I_0 \delta(W - W_0) \quad \mu < 0 \quad (1.91)$$

donde $I_d(W)$ es la componente difusa (generalmente considerada isotrópica) e I_0 representa la radiación solar directa que incide en la dirección W_0 . Como convenio se considera que $\mu \in (-1, 0)$ corresponde a la dirección descendente, mientras que $\mu \in (0, 1)$ corresponde a la dirección ascendente. En la superficie, se asume que una fracción r_s de la energía que alcanza el suelo a través de la vegetación es rerradiada isotrópicamente hacia la vegetación,

$$I(t_T, \mathbf{O}) = \frac{r_s}{p} \int_0^{2p} d\mathbf{f} \int_{-1}^0 d\mathbf{m} |\mathbf{m}| I(t_T, \mathbf{O}') \quad \mu > 0 \quad (1.92)$$

Si promediamos acimutalmente, estas condiciones de contorno quedan como

$$I(0, \mathbf{m}) = \left[\frac{1}{2p} \int_0^{2p} d\mathbf{f} I_d(\mathbf{O}) \right] + \left[\frac{I_0}{2p} d(\mathbf{m} - \mathbf{m}_0) \right] \quad \mu < 0 \quad (1.93)$$

$$I(t_T, \mathbf{m}) = 2r_s \int_{-1}^0 d\mathbf{m}' |\mathbf{m}'| I(t_T, \mathbf{m}') \quad \mu > 0 \quad (1.94)$$

Debido a la presencia de la función delta en la intensidad incidente dada por las expresiones anteriores, resulta conveniente separar analíticamente la

intensidad no dispersada I^0 (la cual contiene también una función delta) de la intensidad de los fotones que han sido dispersados una o más veces dentro de la vegetación, I^s . Consideraremos el problema de dependencia acimutal dado por la Ecuaciones (1.83), (1.91) y (1.92). La intensidad total vendrá dada por

$$I(\tau, \mathbf{W}) \equiv I^0(\tau, \mathbf{W}) + I^s(\tau, \mathbf{W}) \quad (1.95)$$

La solución para la intensidad no dispersada vendrá dada por:

$$I^0(\mathbf{t}, \mathbf{O}) = I(0, \mathbf{O}) \exp\left[\frac{G(\mathbf{O})\mathbf{t}}{\mathbf{m}}\right] \quad (\mu < 0) \quad (1.96)$$

$$I^0(\mathbf{t}, \mathbf{O}) = \frac{r_s}{\mathbf{p}} \exp\left[\frac{-G(\mathbf{O})(t_T - \mathbf{t})}{\mathbf{m}}\right] \times \left\{ \int_0^{2p} d\mathbf{f} \int_{-1}^0 d\mathbf{m}' |\mathbf{m}'| I(0, \mathbf{O}') \exp\left[\frac{G(\mathbf{O}')t_T}{\mathbf{m}'}\right] \right\} \quad (\mu > 0) \quad (1.97)$$

Sustituyendo las Ecuaciones (1.95), (1.96) y (1.97) en la ecuación de transferencia dada por la Ecuación (1.83), obtenemos

$$\begin{aligned} & -\mathbf{m} \frac{\partial I^s}{\partial \mathbf{t}}(\mathbf{t}, \mathbf{O}) + G(\mathbf{O})I^s(\mathbf{t}, \mathbf{O}) = \\ & = \frac{\mathbf{w}}{4\mathbf{p}} \int_{4p} d\mathbf{O}' P(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) G(\mathbf{O}') I^s(\mathbf{t}, \mathbf{O}') + Q(\mathbf{t}, \mathbf{O}') \end{aligned} \quad (1.98)$$

donde $Q(\tau, \mathbf{W})$ representa la llamada primera fuente de colisión, que viene dada por

$$Q(\mathbf{t}, \mathbf{O}) = \frac{\mathbf{w}}{4\mathbf{p}} \int_{4p} d\mathbf{O}' P(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) G(\mathbf{O}') I^0(\mathbf{t}, \mathbf{O}') \quad (1.99)$$

Las condiciones de contorno para la nueva ecuación de transferencia, Ecuación (1.98), serán

$$I^s(0, \mathbf{O}) = 0 \quad (\mu < 0) \quad (1.100)$$

$$I^s(\mathbf{t}_T, \mathbf{O}) = \frac{r_s}{p} \int_0^{2p} d\mathbf{f} \int_{-1}^0 d\mathbf{m}' |\mathbf{m}'| I^s(\mathbf{t}_T, \mathbf{m}') \quad (\mu > 0) \quad (1.101)$$

La solución numérica de la Ecuación (1.98) sujeta a las condiciones de contorno dadas por las Ecuaciones (1.100) y (1.101) generalmente es más sencilla que la resolución directa de la Ecuación (1.83).

Consideremos una cobertura vegetal horizontalmente homogénea libre de fuentes con un espesor τ'_T , irradiada por un rayo monodireccional y rodeada por el vacío. Asumiremos que las hojas están uniformemente inclinadas dentro de la vegetación, de forma que la ecuación de transporte y la función de transferencia de dispersión son rotacionalmente invariantes. Para una cobertura vegetal de este tipo, podemos definir el camino óptico τ como un medio del índice de superficie foliar, es decir, $\tau = \tau' / 2$ y $\tau_T = \tau'_T / 2$. Separando los flujos dispersados y no dispersados, obtenemos la siguiente ecuación de transporte:

$$\begin{aligned} -\mathbf{m} \frac{\partial I}{\partial \mathbf{t}}(\mathbf{t}, \mathbf{O}) + I(\mathbf{t}, \mathbf{O}) &= \frac{\mathbf{w}}{4p} \int_{4p} d\mathbf{O}' P(\mathbf{O}' \rightarrow \mathbf{O}) I(\mathbf{t}, \mathbf{O}') + \\ &+ \frac{\mathbf{w}}{4p} I_0 P(\mathbf{O}_0 \rightarrow \mathbf{O}) \exp\left(\frac{\mathbf{t}}{\mathbf{m}_0}\right) \end{aligned} \quad (1.102)$$

donde I_0 es la intensidad monocromática de la fuente externa dispersada, perpendicular a la dirección de propagación \mathbf{W}_0 . Las condiciones de contorno en este caso se reducen a $I(0, \mathbf{W}) = 0$ para $\mu < 0$, e $I(\tau_T, \mathbf{W}) = 0$ para $\mu > 0$.

Si promediamos acimutalmente, la ecuación de transporte queda como

$$\begin{aligned} -\mathbf{m} \frac{\partial I}{\partial \mathbf{t}}(\mathbf{t}, \mathbf{m}) + I(\mathbf{t}, \mathbf{m}) &= \frac{\mathbf{w}}{2} \int_{-1}^1 d\mathbf{m}' P(\mathbf{m}' \rightarrow \mathbf{m}) I(\mathbf{t}, \mathbf{m}') + \\ &+ \frac{\mathbf{w}}{4} I_0 P(\mathbf{m}_0 \rightarrow \mathbf{m}) \exp\left(\frac{\mathbf{t}}{\mathbf{m}_0}\right) \end{aligned} \quad (1.103)$$

siendo en este caso las condiciones de contorno $I(0, \mu) = 0$ para $\mu < 0$, e $I(\tau_T, \mu) = 0$ para $\mu > 0$.

1.4.3 Modelos ópticos para coberturas vegetales

La orientación de las hojas presentes en una determinada cobertura vegetal tiene una gran influencia en el campo radiativo, de manera que una selección adecuada de un modelo para la función $g_L(\mathbf{W}_L)$ es esencial. En general, es razonable suponer que los ángulos polares y acimutales correspondientes a las normales de las hojas son independientes, es decir, $g_L(\mathbf{W}_L) = g_L(\mu_L)h_L(\phi_L)$. De esta forma el factor geométrico $G(\mathbf{W})$ puede escribirse como

$$G(\mathbf{O}) = \int_0^1 d\mathbf{m}_L g_L(\mathbf{m}_L) \mathcal{Y}(\mathbf{m}, \mathbf{m}_L) \quad (1.104)$$

donde

$$\mathcal{Y}(\mathbf{m}, \mathbf{m}_L) = \frac{1}{2p} \int_0^{2p} d\mathbf{f}_L h_L(\mathbf{f}_L) |\mathbf{O}_L \cdot \mathbf{O}| \quad (1.105)$$

es el promedio acimutal de la proyección del área foliar perpendicular a \mathbf{W} . Experimentalmente se ha comprobado que resulta razonable considerar una distribución aleatoria en acimut (Ross, 1981), de forma que $h_L(\phi_L) = 1$. Con esta suposición, ψ y G serán independientes de ϕ , obteniendo sencillamente que $\psi(\mu, \mu_L) = |\mu\mu_L|$ cuando $|\cot\theta\cot\theta_L| > 1$. En caso contrario, es decir, cuando $|\cot\theta\cot\theta_L|$ no sea mayor que la unidad, la expresión resulta más complicada:

$$\mathcal{Y}(\mathbf{m}, \mathbf{m}_L) = \mathbf{m}\mathbf{m}_L [2\mathbf{f}_t(\mathbf{m})/p - 1] + (2/p)(1 - \mathbf{m}^2)^{1/2}(1 - \mathbf{m}_L^2)^{1/2} \text{sen } \mathbf{f}_t \quad (1.106)$$

donde el ángulo ϕ_t viene definido por

$$\mathbf{f}_t(\mathbf{m}) = \cos^{-1}[-\cot\mathbf{q} \cot\mathbf{q}_L] \quad (1.107)$$

Para vegetaciones cuyas hojas tienen todas la misma inclinación con respecto al ángulo polar (μ_0) pero distribuidas uniformemente en acimut, el factor de geometría $G(\mu) = \psi(\mu, \mu_0)$. Para hojas cuyas normales están distribuidas uniformemente en todas las direcciones, $G(W) = 0.5$. En la Tabla 1.2 se muestran algunas expresiones para la función $g_L(\theta_L)$ para el caso de distribución aleatoria en acimut.

Por lo que respecta a la dispersión de los distintos tipos de hojas, existe relativamente poca información experimental. Por ello, la dispersión se considera muy a menudo como isotrópica o, en su defecto, representada por alguna función de transferencia de dispersión idealizada, como por ejemplo desarrollos en polinomios de Legendre. Estos tratamientos están basados en modelos de dispersión invariantes bajo rotaciones y, en ocasiones, no resultan lo suficientemente satisfactorios para tratar problemas de coberturas vegetales. Para solucionar este problema se puede utilizar un modelo bi-lambertiano propuesto por Ross y Nilson (1968) y aplicado por Gutschick y Weigel (1984). Para un estudio detallado acerca de la descripción matemática de este modelo el lector puede consultar las referencias dadas, o bien Myneni et al. (1989), donde también se puede encontrar un amplio análisis de los distintos métodos numéricos que se pueden utilizar para resolver la ecuación de transferencia radiativa para coberturas vegetales.

TABLA 1.2 Principales expresiones para la función de distribución de inclinación de las hojas (adaptada de Weiss et al., 2004).

Tipo de Vegetación	$g_L(q_L)$	$\bar{\theta}_L^*$ (°)
Planófila	$2(1 + \cos 2\theta_L)/\pi$	26.8
Erectófila	$2(1 - \cos 2\theta_L)/\pi$	63.2
Plagiófila	$2(1 - \cos 4\theta_L)/\pi$	45.0
Extremófila	$2(1 + \cos 4\theta_L)/\pi$	45.0
Uniforme	$2/\pi$	45.0
Esférica	$\text{sen}\theta_L$	57.3

(*) Promedio del ángulo de inclinación de las hojas θ_L

1.4.4 Probabilidad de intercepción: función *gap*

Hemos visto como para aplicar la ecuación de transferencia radiativa a las cubiertas vegetales es necesario caracterizar la estructura de la vegetación, por ejemplo, mediante una serie de factores geométricos y ciertas funciones relacionadas con la inclinación de las hojas. Sin embargo, una descripción completa de la estructura de la vegetación no resulta fácil, debido a la gran cantidad de información necesaria. Por este motivo la estructura de la vegetación suele describirse generalmente mediante unas cuantas variables, como la densidad de superficie foliar y la función de distribución de inclinación de las hojas LIDF (Leaf Inclination Distribution Function). La densidad de superficie foliar se define como la superficie total de las hojas (teniendo en cuenta sólo una cara) de tejido fotosintético por unidad de volumen de vegetación, de forma que el índice de superficie foliar LAI (Leaf Area Index) puede obtenerse integrando la densidad de superficie foliar para toda la altura de la vegetación. Este índice corresponde, por tanto, a la superficie total de las hojas por unidad de superficie del suelo. Sin embargo, esta definición puede causar problemas para hojas en forma de aguja o que no sean planas, de ahí que en la literatura puedan encontrarse distintas definiciones (Lang, 1991; Chen and Black, 1992; etc.).

Definiremos la frecuencia de contacto como la probabilidad de que un rayo que penetra dentro de la vegetación tenga un contacto con un elemento de ésta, por ejemplo una hoja. Contrariamente, se define la frecuencia de *gap* como la probabilidad de que este rayo no tenga ningún contacto con los elementos de la vegetación hasta que alcance un determinado nivel de referencia, generalmente el suelo. El término fracción o función *gap* es muy utilizado, y se refiere al valor integrado de la frecuencia de *gap* sobre un determinado dominio y , por tanto, se refiere a la cantidad que puede ser medida. Por lo tanto, medir la fracción de *gap* es equivalente a medir la transmisividad a nivel del suelo, a unas longitudes de onda para las cuales la suposición de comportamiento de cuerpo negro para las hojas es válida.

Como se ha mencionado anteriormente, el índice LAI puede obtenerse a partir de la densidad de superficie foliar mediante la siguiente expresión:

$$LAI = \int_0^H l(h)dh \quad (1.108)$$

donde $l(h)$ representa la densidad de superficie foliar y H es la altura total de la vegetación. En lo que sigue la variable z utilizada en las ecuaciones anteriores será sustituida por h simplemente por conveniencia.

El número de contactos $N(H, \theta, \phi)$ entre un rayo de luz y un elemento de la vegetación para un determinado nivel de la vegetación H en la dirección (θ, ϕ) viene dado por

$$N(H, \mathbf{q}, \mathbf{f}) = \int_0^H G(h, \mathbf{q}, \mathbf{f}) \frac{l(h)}{\cos \mathbf{q}} dh \quad (1.109)$$

donde G es el factor geométrico definido en la Ecuación (1.72). Si consideramos que este factor no depende del nivel h considerado, entonces la Ecuación (1.109) puede simplificarse de forma que

$$N(LAI, \mathbf{q}, \mathbf{f}) = G(\mathbf{q}, \mathbf{f}) \frac{LAI}{\cos \mathbf{q}} \quad (1.110)$$

En principio, la frecuencia de contacto es una magnitud muy atractiva para estimaciones indirectas de LAI, ya que no se requiere información sobre la distribución espacial, la forma y el tamaño de las hojas. Sin embargo, la frecuencia de contacto es una magnitud muy difícil de medir en las coberturas vegetales. Este es el motivo de que se prefiera utilizar la función *gap*. En el caso de una distribución espacial aleatoria o de hojas infinitamente pequeñas, la función *gap* $P_0(\theta, \phi)$ para una determinada dirección (θ, ϕ) se relaciona con la frecuencia de contacto mediante la expresión

$$P_0(\mathbf{q}, \mathbf{f}) = \exp[-N(\mathbf{q}, \mathbf{f})] = \exp\left[\frac{-G(\mathbf{q}, \mathbf{f})LAI}{\cos \mathbf{q}}\right] \quad (1.111)$$

Esto es lo que se conoce como el modelo de Poisson. Nilson (1971) demostró que la relación exponencial entre la función *gap* y el LAI sigue siendo

válida incluso cuando la suposición de medio turbido aleatorio asociado al modelo de Poisson no es válida. Así, en general, la relación entre la función gap y LAI vendrá dada por:

$$P_0(\mathbf{q}, \mathbf{f}) = \exp[-K(\mathbf{q}, \mathbf{f})LAI] \quad (1.112)$$

Teniendo en cuenta las Ecuaciones (1.111) y (1.112) se puede comprobar directamente que el factor K para el caso de distribución aleatoria vendrá dado por $K = -G / \cos\theta$.

Cuando el espesor de la cobertura tiende a cero, los modelos binomiales tienden al modelo de Poisson. Una alternativa es utilizar las cadenas de Markov para tener en cuenta la probabilidad condicional de transmisión a través de capas consecutivas, asumiendo que sólo cero o un contacto por capa es posible. En el caso de vegetaciones agrupadas o amontonadas (*clumping effect*), cuando el espesor de cada capa tiende a cero (de forma que tendremos infinitas capas), se puede obtener una expresión modificada del modelo de Poisson a partir del modelo de Markov:

$$P_0(\mathbf{q}, \mathbf{f}) = \exp\left[\frac{-I_0 G(\mathbf{q}, \mathbf{f}) LAI}{\cos \mathbf{q}}\right] \quad (1.113)$$

Para una distribución de hojas aleatoria se tiene que $\lambda_0 = 1$, recuperando de esta forma la Ecuación (1.111). Cuando $\lambda_0 > 1$, las hojas tienden a alejarse unas de otras, de forma que la vegetación se define como regular. Cuando $\lambda_0 < 1$, las hojas tienden a solaparse, describiendo la vegetación en este caso como agrupada (Baret et al., 1993).

Capítulo 2

MODELOS DE TRANSFERENCIA RADIATIVA PARA SUPERFICIES RUGOSAS Y HETEROGÉNEAS

A cuchillo mi pecho rajaría
para que entraras dentro, cerrar luego,
y moraras en él, jamás en otro,
hasta el Día del Juicio y de la Cuenta.
Así en mí te tendría, y, a mi muerte,
mi corazón serías en la tumba.

Ibn Hazm de Córdoba

2.1 INTRODUCCIÓN

Los datos obtenidos en la región del infrarrojo térmico (IRT) son de gran utilidad a la hora de obtener parámetros biofísicos de la superficie, como es el caso de la temperatura y la emisividad, parte central de este trabajo. Sin embargo, los valores medidos por un determinado sensor o radiómetro dependen de varios factores, como las características de la superficie (estructura de la vegetación, distribución de temperatura, propiedades ópticas), las propiedades de la atmósfera y las condiciones de observación (ángulo de observación y propiedades del sensor). En este contexto, los modelos son una herramienta interesante ya que permiten establecer relaciones entre observaciones en el IRT y parámetros biofísicos de la superficie. Los modelos simulan la radiancia medida por un radiómetro considerando que las características de la superficie, de la atmósfera y del sensor son conocidas. Si nos centramos en la región del IRT, podemos considerar dos tipos distintos de modelos: modelos geométricos y modelos de transferencia radiativa.

Los modelos geométricos (Sutherland y Bartholic, 1977; Jackson et al., 1979; Kimes y Kirchner, 1983; Norman y Welles, 1983; Sobrino et al., 1990, etc.)

obtienen la radiancia en el IRT sobre una determinada cobertura con la ayuda de una serie de consideraciones geométricas para describir la estructura de la superficie o vegetación. En primer lugar, se calcula las proporciones de las áreas proyectadas por cada elemento de la superficie (como por ejemplo proporciones de suelo y vegetación) para un ángulo de observación particular. De esta forma, la radiancia medida por el sensor viene dada por la radiancia proveniente de cada uno de los componentes promediada según las correspondientes proporciones. Los modelos geométricos representan a la vegetación como un medio opaco y no simulan la transferencia radiativa que tiene lugar en el interior de la cobertura vegetal. Cuando se conoce bien la geometría de la superficie a estudiar, los modelos geométricos proporcionan una buena descripción de la respuesta direccional del sensor. Sin embargo, el principal inconveniente de estos modelos es que para simular tanto la temperatura como la emisividad efectiva se necesita del conocimiento de las temperaturas y emisividades de cada componente de la escena, necesitando por tanto medidas de campo y limitando su uso a zonas donde estén disponibles estas medidas.

Los modelos de transferencia radiativa (Kimes, 1980; Kimes et al., 1980; Smith et al., 1981; Prévot, 1985; McGuire et al., 1989; Olioso, 1995; François et al., 1997; Olioso et al., 1999; Luquet et al., 2001; Luquet, 2002; etc.) calculan la radiancia en función del ángulo de observación, la distribución de temperatura y la distribución de ángulos de las hojas dentro de la cobertura vegetal. Estos modelos simulan la propagación y las interacciones con la vegetación de la radiancia IRT emitida por los componentes de la cobertura vegetal o proveniente de la atmósfera. La vegetación viene representada mediante elementos planos (hojas) distribuidos estadísticamente en capas horizontales homogéneas. Las contribuciones radiativas ascendente y descendente de cada capa se basan en el concepto de frecuencia de *gap* direccional a través de la vegetación. La radiancia direccional de la cobertura se calcula sumando las contribuciones radiativas de todas las capas, realizándose iteraciones para tener en cuenta la reflexión múltiple dentro de la cobertura.

Además, existen otros modelos o métodos para estimar la temperatura y la emisividad de la superficie que no pueden clasificarse en ningunos de los dos tipos mencionados anteriormente. Por ejemplo, existen modelos centrados en la obtención de la BRDF (Bidirectional Reflectance Distribution Function), de forma

que mediante su integración es posible obtener la reflectividad y, en última instancia, la emisividad a partir de la ley de Kirchhoff (Snyder y Wan, 1998). Cuando se combinan modelos geométricos con modelos de BRDF se obtienen modelos híbridos óptico-geométricos (Ni et al., 1999; Pinheiro, 2003). Por último, debemos de considerar los distintos métodos desarrollados para obtener valores efectivos de temperatura y emisividad para una determinada escena (píxel) a partir de datos de teledetección en la región del IRT, como son por ejemplo los algoritmos monocanal, split-window y biangular con respecto a la temperatura y el método TES (Temperature and Emissivity Separation) que proporciona simultáneamente valores de emisividad y temperatura. Estos métodos no profundizan en el aspecto de la modelización de la radiancia térmica en superficies heterogéneas y rugosas, ya que proporcionan simplemente valores efectivos. Sin embargo, a diferencia de muchos modelos geométricos o de transferencia radiativa, presentan la gran ventaja de ser operativos y aplicables a los datos IRT proporcionados por los sensores a bordo de satélites, por lo que son ampliamente utilizados. Estos métodos se analizarán con detalle en los próximos capítulos. Pasamos a continuación a presentar los fundamentos básicos de una serie de modelos tanto geométricos como de transferencia radiativa, así como un modelo de BRDF. Los resultados obtenidos mediante estos modelos se compararán y analizarán en el capítulo 6.

2.2 MODELO GEOMÉTRICO PARA CULTIVOS DISTRIBUIDOS EN HILERAS (Sobrino et al., 1990)

2.2.1 Análisis de contribuciones a la radiancia para un sistema rugoso y heterogéneo

La interpretación cuantitativa de las medidas radiométricas realizadas en un sistema rugoso y heterogéneo, como es el caso general de las superficies naturales, implica el conocimiento de las contribuciones a la radiancia total observada de las diferentes partes que componen el mismo.

Consideremos un sistema rugoso formado por pared (p), suelo (s) y techo (t), tal y como se muestra en la Figura 2.1. Dejando por el momento a un lado la

reflexión atmosférica, la radiancia medida por un determinado sensor o radiómetro será la suma ponderada de las radiancias procedentes del suelo (L_s), de la pared o lateral (L_p) y del techo (L_t). Es decir,

$$L = P_s L_s + P_t L_t + P_p L_p \quad (2.1)$$

siendo P_s , P_t y P_p respectivamente las proporciones de suelo, techo y pared observadas por el radiómetro y donde se ha omitido la dependencia con la longitud de onda por simplicidad en la notación.

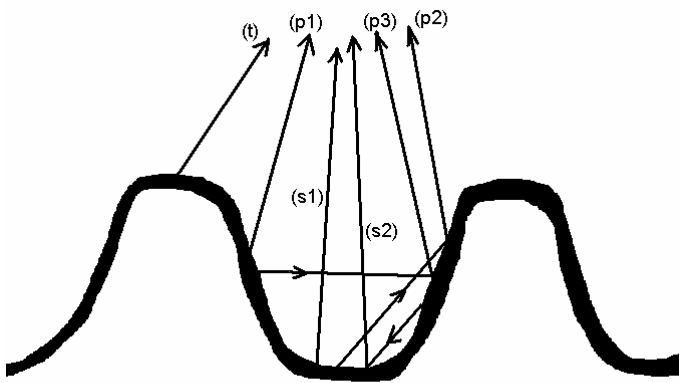


FIGURA 2.1 Esquema de contribuciones a la radiancia total para una superficie rugosa y heterogénea en emisividad y temperatura (adaptada de Sobrino, 2000).

Las proporciones pueden ser calculadas en general mediante la siguiente expresión:

$$P_i = \frac{d\Omega_i}{d\Omega} \quad (i = s, p, t) \quad (2.2)$$

siendo $d\Omega$ el ángulo sólido definido por el campo instantáneo de visión del sensor y $d\Omega_i$ los ángulos sólidos subtendidos por los elementos que constituyen el sistema

rugoso. Estas proporciones, que dependen fuertemente de la geometría de observación, de la geometría de la superficie y de las características del sensor, deben de cumplir la relación:

$$P_s + P_t + P_p = 1 \quad (2.3)$$

La radiancia proveniente del techo de la rugosidad (representada por el rayo 't' en la Figura 2.1) se puede escribir simplemente como:

$$L_t = \epsilon_t B(T_t) \quad (2.4)$$

donde ϵ_t es la emisividad del techo de la rugosidad, $B(T)$ representa la función de Planck (ver Apéndice A) para una temperatura T , y T_t es la temperatura del techo de la rugosidad.

Si despreciamos los términos referentes a doble reflexión (lo que equivale a cometer un error del orden de 0.1 °C en temperatura), la radiancia procedente del suelo será la suma de la radiancia emitida por el propio suelo (rayo s1, Figura 2.1) y la radiancia que procedente del lateral o pared de la rugosidad se refleja en el suelo (rayo s2, Figura 2.1):

$$L_s = \epsilon_s B(T_s) + (1 - \epsilon_s) \epsilon_p F' B(T_p) \quad (2.5)$$

siendo ϵ_s la emisividad del suelo, T_s la temperatura del suelo (no confundir con la temperatura de la superficie terrestre), T_p la temperatura de la pared de la rugosidad y F' un factor geométrico que tiene en cuenta la proporción de la radiación que procedente de los dos laterales de la rugosidad llega al suelo.

Finalmente, la radiancia procedente del lateral de la rugosidad vendrá dada por la suma de tres términos: la radiancia emitida por el lateral (rayo p1, Figura 4.1), la radiancia que emitida por el suelo se refleja en el lateral de la rugosidad (rayo p2) y la radiancia que emitida por el lateral contiguo se refleja en éste (rayo p3). Es decir,

$$L_p = \epsilon_p B(T_p) + (1 - \epsilon_p) \epsilon_s G' B(T_s) + (1 - \epsilon_p) \epsilon_p F'' B(T_p) \quad (2.6)$$

donde G' y F'' son factores geométricos que tienen en cuenta, respectivamente, la proporción de la radiación que procede del suelo llega al lateral de la rugosidad, y la proporción de radiación que procede del lateral de la rugosidad llega al lateral del elemento rugoso contiguo.

2.2.2 Parámetros efectivos

Si suponemos que las temperaturas de las distintas partes del sistema, T_i , no difieren mucho de la temperatura efectiva, T , a la que podemos considerar que radia el sistema en su conjunto, podremos expresar $B(T_i)$ con una buena aproximación como:

$$B(T_i) = B(T) [1 + \mathbf{b}(T_i - T)] \quad (i = t, s, p) \quad (2.7)$$

donde simplemente se ha considerado un desarrollo en serie de Taylor alrededor de la temperatura T hasta primer orden y siendo

$$\mathbf{b} \equiv \frac{\left[\frac{\partial B(T_i)}{\partial T_i} \right]_{T_i=T}}{B(T)} \quad (2.8)$$

Sustituyendo la Ecuación (2.7) en las Ecuaciones (2.4), (2.5) y (2.6) y éstas a su vez en la Ecuación (2.1), se obtiene que:

$$L = \varepsilon B(T) + \Delta L \quad (2.9)$$

donde ε representa la emisividad efectiva que se define como:

$$\varepsilon = \varepsilon_t P_t + [\varepsilon_s + (1-\varepsilon_s)\varepsilon_p F''] P_s + [\varepsilon_p + (1-\varepsilon_p)\varepsilon_s G' + (1-\varepsilon_p)\varepsilon_p F'''] P_p \quad (2.10)$$

Esta expresión coincide con la dada por Becker (1981) y muestra como la emisividad efectiva depende del ángulo de observación a través de las proporciones, de la geometría de la rugosidad, de los factores de forma y del tipo de rugosidad por medio de los valores ε_s , ε_p y ε_t .

En la Ecuación (2.9) T representa la temperatura efectiva, que se define de forma que ΔL se anule. Teniendo en cuenta que este término es proporcional a la cantidad:

$$\Delta L \propto \{ \epsilon_t T_t P_t + [\epsilon_s T_s + (1-\epsilon_s) \epsilon_p F' T_p] P_s + [\epsilon_p T_p + (1-\epsilon_p) \epsilon_s G' T_s + (1-\epsilon_p) \epsilon_p F'' T_p] P_p - T\epsilon \} \quad (2.11)$$

la temperatura efectiva resulta ser:

$$T = \omega_t T_t + \omega_s T_s + \omega_p T_p \quad (2.12)$$

donde ω_t , ω_s y ω_p representan los pesos con los que contribuyen cada uno de los elementos del sistema a la temperatura efectiva y vienen dados por:

$$w_t = \frac{e_t}{e} P_t \quad (2.13)$$

$$w_s = \frac{e_s}{e} [P_s + (1-e_p) G' P_p] \quad (2.14)$$

$$w_p = \frac{e_p}{e} \{ (1-e_s) F' P_s + [1 + (1-e_p) F''] P_p \} \quad (2.15)$$

cumpléndose por tanto que $\omega_t + \omega_s + \omega_p = 1$. Los parámetros que intervienen en la Ecuación (2.12) no dependen de los valores de las temperaturas de cada una de las partes del sistema, como puede verse en las Ecuaciones (2.13) a (2.15), y por lo tanto no dependerán de las condiciones meteorológicas en las que se haga la medida. Estos parámetros sólo dependen del tipo de suelo, pared y techo de la rugosidad a través de sus emisividades y de las proporciones observadas de cada uno de ellos.

Si consideramos ahora el término de la reflexión atmosférica, la radiancia total medida por un determinado radiómetro o sensor será:

$$L = \varepsilon B(T) + (1-\varepsilon) L^{\text{atm}\downarrow} \quad (2.16)$$

donde $L^{\text{atm}\downarrow}$ es la radiancia atmosférica descendente y ε y T representan la emisividad y la temperatura efectiva dadas por las Ecuaciones (2.10) y (2.12), respectivamente.

De este modo un medio heterogéneo y rugoso queda reemplazado por un medio homogéneo y llano radiométricamente equivalente y caracterizado por los parámetros efectivos de emisividad y temperatura, constituyendo un modelo físico que permite interpretar la medida de la temperatura obtenida (en ausencia de sombras) mediante técnicas de teledetección.

2.2.3 Aplicación a cajas paralelepípedas lambertianas

Para obtener los valores de emisividad y temperatura efectiva es necesario conocer los factores de forma F' , F'' y G' que intervienen en las expresiones mostradas en el apartado anterior. Estos factores dependen de la geometría de la superficie considerada, y es posible calcularlos de forma directa para geometrías sencillas. Para caracterizar la superficie rugosa en cuestión una buena aproximación consiste en considerar cajas lambertianas tal y como se muestra en la Figura 2.2. De esta forma, y considerando paredes de longitud infinita, los factores de forma vienen dados por (Kreith, 1965; Chapman, 1974):

$$F' = \left(1 + \frac{H}{S}\right) - \sqrt{1 + \left(\frac{H}{S}\right)^2} \quad (2.17)$$

$$F'' = \sqrt{1 + \left(\frac{S}{H}\right)^2} - \left(\frac{S}{H}\right) \quad (2.18)$$

$$G' = 0.5 \left(1 + \frac{S}{H}\right) - \sqrt{1 + \left(\frac{S}{H}\right)^2} \quad (2.19)$$

donde H representa la altura de las cajas y S la separación entre cajas (ver Figura 2.2). Se puede observar como los factores de forma no dependen de la anchura de las cajas (F).

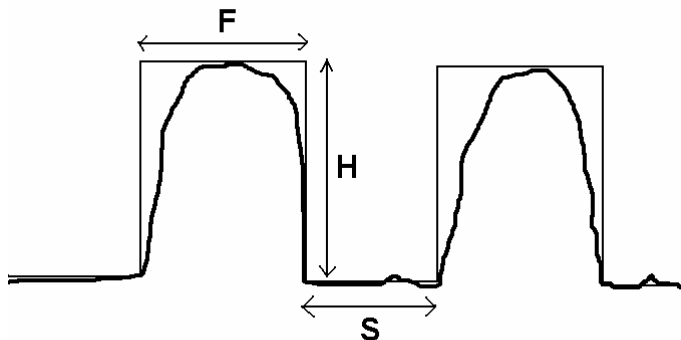


FIGURA 2.2 Geometría basada en cajas paralelepípedas lambertianas para describir una superficie rugosa.

A partir de la aproximación geométrica de cajas lambertianas infinitamente largas (propuesta originariamente por Sutherland y Bartholic, 1977) y representativa de cultivos dispuestos en hileras, es posible calcular las distintas proporciones de los elementos constituyentes del sistema radiante (suelo, pared, techo) en función del ángulo de observación del satélite (θ) y de las dimensiones S, H y F.

Según el modelo propuesto por Sobrino et al. (1990), ampliamente desarrollado en Sobrino (1989), las proporciones vendrán dadas por:

$$P_s(\mathbf{a}, h, \mathbf{q}) = \frac{1}{\mathbf{a}} \sum_{i=1}^N \mathbf{j}_i \quad (2.20)$$

$$P_p(\mathbf{a}, h, \mathbf{q}) = \frac{1}{\mathbf{a}} \sum_{i=1}^N \mathbf{g}_i \quad (2.21)$$

$$P_t(\mathbf{a}, h, \mathbf{q}) = \frac{1}{\mathbf{a}} \sum_{i=1}^N \mathbf{b}_i \quad (2.22)$$

donde α es el campo instantáneo de visión del sensor, h es la altura a la que se encuentra el sensor y φ_i , γ_i y β_i son los campos instantáneos de visión con que el suelo, la pared y el techo del elemento iésimo son observados por el sensor, que vienen dados por:

$$\mathbf{j}_i = \begin{cases} \arcsen \left\{ \frac{1}{r_{si}} X_i \cos \left[\mathbf{q} - \frac{\mathbf{a}}{2} + \sum_{j=1}^{i-1} (\mathbf{j}_j + \mathbf{g}_j) + \sum_{j=1}^i \mathbf{b}_j \right] \right\} & X_i > 0 \\ 0 & X_i \leq 0 \end{cases} \quad (2.23)$$

$$\mathbf{g}_i = \begin{cases} \arcsen \left\{ \frac{1}{r_{pi}} H \text{sen} \left[\mathbf{q} - \frac{\mathbf{a}}{2} + \sum_{j=1}^{i-1} \mathbf{g}_j + \sum_{j=1}^i (\mathbf{j}_j + \mathbf{b}_j) \right] \right\} & \mathbf{j}_i \neq 0 \\ \arcsen \left\{ \frac{1}{r_{pi}} S \cos \text{ecf} \cos \left[\mathbf{q} - \frac{\mathbf{a}}{2} + \sum_{j=1}^{i-1} (\mathbf{j}_j + \mathbf{g}_j) + \sum_{j=1}^i \mathbf{b}_j \right] \right\} & \mathbf{j}_i = 0 \end{cases} \quad (2.24)$$

$$\mathbf{b}_i = \arcsen \left\{ \frac{1}{r_{ti}} F \cos \text{ecf} \cos \left[\mathbf{q} - \frac{\mathbf{a}}{2} + \sum_{j=1}^{i-1} (\mathbf{j}_j + \mathbf{g}_j + \mathbf{b}_j) \right] \right\} \quad (2.25)$$

donde ϕ representa el ángulo de orientación de las hileras frente a la situación del sensor (con un valor de 90° para una vista frontal) y r_{si} , r_{pi} y r_{ti} son respectivamente las distancias del sensor al extremo del suelo, al punto de unión del techo y pared y al extremo del mismo más alejados del sensor, los cuales vienen dados por:

$$r_{si} = \sqrt{h^2 + \left[(h - H) \text{tg} \left(\mathbf{q} - \frac{\mathbf{a}}{2} \right) + i(F + S) \cos \text{ecf} \right]^2} \quad (2.26)$$

$$r_{pi} = \sqrt{(h-H)^2 + \left[(h-H)tg\left(\mathbf{q} - \frac{\mathbf{a}}{2}\right) + i(F+S)\cos ec\mathbf{f} \right]^2} \quad (2.27)$$

$$r_i = \sqrt{(h-H)^2 + \left[(h-H)tg\left(\mathbf{q} - \frac{\mathbf{a}}{2}\right) + (iF + (i-1)S)\cos ec\mathbf{f} \right]^2} \quad (2.28)$$

y donde X_i es la proporción del suelo observada en el elemento i , dada por:

$$X_i = S\cos ec\mathbf{f} - Htg\left[\mathbf{q} - \frac{\mathbf{a}}{2} + \sum_{j=1}^{i-1}(\mathbf{j}_j + \mathbf{g}_j) + \sum_{j=1}^i \mathbf{b}_j + \right] \quad (X_i > 0) \quad (2.29)$$

De esta forma las proporciones de techo, pared y suelo pueden calcularse en función del ángulo de observación utilizando como datos de entrada los valores F , S y H que caracterizan la distribución geométrica de las cajas lambertianas, el ángulo de orientación de las hileras (ϕ), el campo de visión instantáneo del sensor (α), la altura de observación (h) y el número de hileras (N).

2.2.4 Efecto de cavidad

Cuando se compara la emisividad obtenida para una superficie llana y para una superficie rugosa, se observa que la emisividad correspondiente a la superficie rugosa es mayor que la correspondiente a la superficie llana. Este hecho es conocido como efecto de cavidad. Para analizar la importancia que tiene este efecto sobre los valores de los parámetros efectivos, consideremos que el sensor sólo observa el suelo existente entre las dos paredes que definen la rugosidad, que es lo que denominaremos como cavidad. En este caso, las proporciones vendrán dadas por $P_t = P_p = 0$ y $P_s = 1$, de forma que la emisividad efectiva dada por la Ecuación (2.10) se convierte en:

$$\epsilon_{cav} = \epsilon_s + (1 - \epsilon_s) \epsilon_p F^2 \quad (2.30)$$

donde ϵ_{cav} hace referencia al valor de emisividad sobre la cavidad. Considerando que la emisividad para una superficie llana vendría dada por $\epsilon = \epsilon_s$, obtenemos que la contribución debida al efecto de cavidad ($\Delta\epsilon_{cav} = \epsilon_{cav} - \epsilon_s$) vendrá dada por:

$$\Delta\epsilon_{cav} = (1 - \epsilon_s) \epsilon_p F' \quad (2.31)$$

Los valores de $\Delta\epsilon_{cav}$ pueden variar entre prácticamente cero para valores bajos de F' (es decir, cuando el cociente H/S es muy pequeño) y valores cercanos a 0.05 para valores altos de F' (cerca de la unidad) y considerando valores de ϵ_s y ϵ_p de 0.95 y 0.98 respectivamente.

De forma análoga puede obtenerse la expresión correspondiente a la temperatura de la cavidad:

$$T_{cav} = \alpha T_s + (1 - \alpha) T_p \quad (2.32)$$

donde el parámetro α representa el cociente entre la emisividad del suelo y la emisividad de la cavidad $\alpha = \epsilon_s/\epsilon_{cav}$. En este caso, la contribución debida al efecto de cavidad ($\Delta T_{cav} = T_{cav} - T_s$) vendrá dada por:

$$\Delta T_{cav} = (1 - \alpha) (T_p - T_s) \quad (2.33)$$

considerando un valor medio para el parámetro α de 0.97 y unos valores para T_s y T_p de 315 K y 300 K respectivamente, se obtiene unas diferencias inferiores a los 0.5 K. A partir de la Ecuación (2.33) se puede observar como para los casos en que T_p sea inferior a T_s la temperatura de cavidad será inferior a la propia T_s , y viceversa.

2.2.5 Extensión del modelo a N elementos con distintas emisividades y geometrías

El modelo geométrico de Sobrino et al. (1990) basado en cajas lambertianas paralelepípedas mostrado en el apartado 2.2.3 puede extenderse al caso de cajas formadas por elementos con distintas emisividades, tal y como se muestra en la Figura 2.3. Esto puede ser representativo por ejemplo de cultivos o

árboles dispuestos en hileras y formados por tronco y hojas, elementos que poseen distintas emisividades. En ese caso la radiancia total vendrá dada por:

$$L = L_t P_t + L_s P_s + L_{p1} P_{p1} + L_{p2} P_{p2} \quad (2.34)$$

donde los subíndices 'p1' y 'p2' hacen referencia a las paredes o laterales correspondientes a los dos elementos considerados.

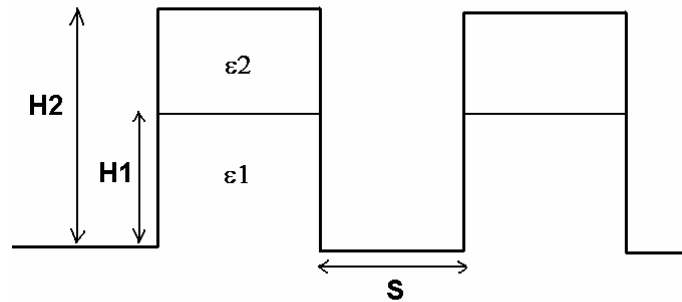


FIGURA 2.3 Superficie rugosa representada mediante cajas lambertianas formadas por 2 elementos con distinta emisividad.

Si realizamos en este caso un análisis similar al mostrado en la Figura 2.1 para las distintas contribuciones a la radiancia total medida por el sensor, podemos observar como la radiancia procedente del techo (L_t) viene dada de nuevo por la Ecuación (2.4). Por lo que respecta a la radiancia procedente del suelo (L_s), en este caso tendríamos un término adicional debido a la presencia de un nuevo elemento:

$$L_s = \epsilon_s B(T_s) + \epsilon_{p1}(1-\epsilon_s) B(T_{p1}) F_1' + \epsilon_{p2} (1-\epsilon_s) B(T_{p2}) F_2' \quad (2.35)$$

Las radiancias procedentes de los laterales o paredes (L_{p1} y L_{p2}) vendrían dadas en este caso por:

$$L_{p1} = \epsilon_{p1} B(T_{p1}) + \epsilon_s B(T_s) (1 - \epsilon_{p1}) G_1' + \epsilon_{p1} B(T_{p1}) (1 - \epsilon_{p1}) F_{11}'' + \epsilon_{p2} B(T_{p2}) (1 - \epsilon_{p1}) F_{21}'' \quad (2.36)$$

$$L_{p2} = \epsilon_{p2} B(T_{p2}) + \epsilon_s B(T_s) (1 - \epsilon_{p2}) G_2' + \epsilon_{p1} B(T_{p1}) (1 - \epsilon_{p2}) F_{12}'' + \epsilon_{p2} B(T_{p2}) (1 - \epsilon_{p2}) F_{22}'' \quad (2.37)$$

A partir de las expresiones anteriores y de la Ecuación (2.34), resulta fácil comprobar que la emisividad efectiva vendría dada en este caso por:

$$\begin{aligned} \epsilon = & \epsilon_t P_t + [\epsilon_s + \epsilon_{p1}(1-\epsilon_s)F_1' + \epsilon_{p2}(1-\epsilon_s)F_2'] P_s + \\ & [\epsilon_{p1} + \epsilon_s(1-\epsilon_{p1})G_1' + \epsilon_{p1}(1-\epsilon_{p1})F_{11}'' + \epsilon_{p2}(1-\epsilon_{p1})F_{21}''] P_{p1} + \\ & + [\epsilon_{p2} + \epsilon_s(1-\epsilon_{p2})G_2' + \epsilon_{p1}(1-\epsilon_{p2})F_{12}'' + \epsilon_{p2}(1-\epsilon_{p2})F_{22}''] P_{p2} \end{aligned} \quad (2.38)$$

mientras que la temperatura efectiva vendría dada por la expresión:

$$T = \omega_t T_t + \omega_s T_s + \omega_{p1} T_{p1} + \omega_{p2} T_{p2} \quad (2.39)$$

siendo en este caso los factores peso:

$$w_t = \frac{e_t}{e} P_t \quad (2.40)$$

$$w_s = \frac{e_s}{e} [P_s + (1 - e_{p1})G_1' P_{p1} + (1 - e_{p2})G_2' P_{p2}] \quad (2.41)$$

$$w_{p1} = \frac{e_{p1}}{e} \left\{ (1 - e_s)F_1' P_s + [1 + (1 - e_{p1})F_{11}''] P_{p1} + (1 - e_{p2})F_{12}'' P_{p2} \right\} \quad (2.42)$$

$$w_{p2} = \frac{e_{p2}}{e} \left\{ (1 - e_s)F_2' P_s + [1 + (1 - e_{p2})F_{22}''] P_{p2} + (1 - e_{p1})F_{21}'' P_{p1} \right\} \quad (2.43)$$

Los factores de forma que intervienen en estas nuevas expresiones podrían calcularse también de forma análoga a los anteriores. Así, por ejemplo el factor de

forma F_1' vendría dado por la Ecuación (2.17) sustituyendo H por H_1 (ver Figura 2.3), mientras que el factor F_2' vendría dado por (Kreith, 1965; Chapman, 1974):

$$F_2' = \sqrt{1 + \left(\frac{H_1}{S}\right)^2} - \frac{H_1}{S} - \sqrt{1 + \left(\frac{H_2}{S}\right)^2} + \frac{H_2}{S} \quad (2.44)$$

Para una mayor información acerca del cálculo de los factores de forma para distintas geometrías el lector puede consultar a las referencias dadas.

Una vez ha sido analizado el caso de dos elementos con distinta emisividad, se puede extender el modelo al caso más general de N elementos. En este caso la radiancia total medida por el sensor vendría dada por:

$$L = L_t P_t + L_s P_s + \sum_{i=1}^N L_{pi} P_{pi} \quad (2.45)$$

donde la radiancia procedente del techo continuaría inalterada, es decir, $L_t = \epsilon_t B(T_t)$, la radiancia procedente del suelo quedaría como

$$L_s = \mathbf{e}_s B(T_s) + (1 - \mathbf{e}_s) \sum_{k=1}^N \mathbf{e}_{pk} B(T_{pk}) F_k' \quad (2.46)$$

y la radiancia procedente de los laterales sería

$$L_{pi} = \mathbf{e}_{pi} B(T_{pi}) + \mathbf{e}_s B(T_s) (1 - \mathbf{e}_{pi}) G_i' + \sum_{k=1}^N \mathbf{e}_{pk} B(T_{pk}) (1 - \mathbf{e}_{pk}) F_{ki}' \quad (2.47)$$

De esta forma la emisividad efectiva quedaría como:

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_t P_t + \left[\mathbf{e}_s + (1 - \mathbf{e}_s) \sum_{k=1}^N \mathbf{e}_{pk} F_k' \right] P_s + \sum_{i=1}^N \left[\mathbf{e}_{pi} + \mathbf{e}_s (1 - \mathbf{e}_{pi}) G_i' + \sum_{k=1}^N \mathbf{e}_{pk} (1 - \mathbf{e}_{pk}) F_{ki}' \right] P_{pi} \quad (2.48)$$

mientras que los factores pesos asociados a la temperatura efectiva vendrían dados por:

$$w_t = \frac{e_t}{e} P_t \quad (2.49)$$

$$w_s = \frac{e_s}{e} \left[P_s + \sum_{k=1}^N (1 - e_{pk}) G'_k P_{pk} \right] \quad (2.50)$$

$$w_{pi} = \frac{e_{pi}}{e} \left\{ (1 - e_s) F'_i P_s + \sum_{k=1}^N \left[1 + (1 - e_{pk}) F''_{ik} \right] P_{pk} \right\} \quad (2.51)$$

Hasta este momento, se ha representado la superficie rugosa por medio de unas cajas lambertianas infinitas. Esta distribución resulta muy representativa para cultivos distribuidos en hileras. Sin embargo, es posible representar la superficie rugosa mediante otras distribuciones geométricas. Por ejemplo, si consideramos una determinada superficie formada por una serie de árboles distribuidos en hileras, podríamos considerar la geometría mostrada en la Figura 2.4, en la que se ha considerado una mezcla entre cajas lambertianas infinitas (que representarían el tronco de los árboles) y cilindros lambertianos también infinitos (que representarían la copa de los árboles).

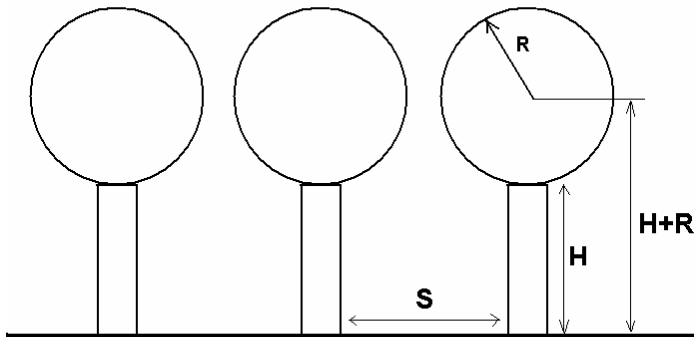


FIGURA 2.4 Superficie rugosa caracterizada por cajas y cilindros lambertianos infinitos.

Para abordar el problema representado en la Figura 2.4, basta con combinar las expresiones mostradas en el apartado 2.2.3 para cajas lambertianas infinitas con las expresiones mostradas en este apartado para cajas formadas por 2 elementos con distinta emisividad (tronco y copa en este caso), junto con la expresión del factor de forma de un cilindro infinito paralelo al plano de un rectángulo infinitamente largo (Kreith, 1965):

$$F'_{cilindro-plano} = \frac{R}{S} \tan^{-1} \left(\frac{S}{H + R} \right) \quad (2.52)$$

2.3 MODELO DE TRANSFERENCIA RADIATIVA BASADO EN LA FUNCIÓN GAP (François et al, 1997)

El modelo de transferencia radiativa propuesto por François et al. (1997) más que un modelo debe entenderse como una parametrización de la emisividad en función del ángulo de observación utilizando la función *gap*. Esta parametrización coincide con los resultados proporcionados por el modelo de Prévot (1985), basado en la aproximación de probabilidad de Kimes (1980). El interés del modelo de probabilidad, también conocido como modelo de medio turbido, es la posible interpretación del efecto de la estructura de la vegetación en la emisividad y la temperatura de la propia vegetación. En este modelo, la cobertura vegetal está dividida en diez capas horizontalmente infinitas, cada una de ellas con nueve clases de ángulos foliares, las cuales se suponen estadísticamente independientes. A estas diez capas se les añade dos capas adicionales: una correspondiente al suelo situado debajo de la vegetación y otra correspondiente al cielo situado por encima de la vegetación. Las contribuciones radiativas de cada capa se calculan utilizando la frecuencia de *gap* direccional a través de la vegetación. Cada capa de vegetación viene caracterizada por su LAI, LIDF y un parámetro de dispersión. Las contribuciones radiativas de una capa a otra se calculan entonces para todas las direcciones discretas (nueve elevaciones y doce clases acimutales).

La estructura de la vegetación describe la disposición de los elementos dispersores dentro de la cobertura vegetal. Estos elementos son reflectores, pero también emisores: en el infrarrojo térmico las hojas y el suelo son principalmente

emisores, según su temperatura y emisividad. El campo de temperaturas de los elementos de la vegetación será por lo tanto un dato de entrada necesario para realizar los cálculos correspondientes a la transferencia radiativa que tiene lugar en la cobertura vegetal.

Finalmente, la temperatura radiativa direccional de la vegetación se calcula sumando las contribuciones radiativas de todas las capas. Para modelizar las reflexiones múltiples que tienen lugar dentro de la cobertura vegetal y entre el suelo y la vegetación se realizan una serie de iteraciones. Como en la región del infrarrojo las emisividades del suelo y las hojas son cercanas a la unidad, generalmente sólo dos iteraciones son suficientes para que el modelo converja. Una explicación detallada así como una validación del modelo sobre una zona de maíz puede verse en Prévot (1985).

A partir del modelo de transferencia radiativa es posible obtener la reflectividad direccional hemisférica en una determinada dirección θ , de forma que la emisividad en dicha dirección puede calcularse a partir de la ley de Kirchhoff (ver Apéndice B):

$$\epsilon_{\lambda}(\theta) = 1 - \rho_{\lambda}(\theta) \quad (2.53)$$

Hay que señalar que como las reflectividades de las hojas y del suelo se asumen independientes de la temperatura, la emisividad de la vegetación será también independiente de la temperatura de los elementos presentes en la cobertura vegetal. Tampoco dependerá de los parámetros atmosféricos, como por ejemplo el ángulo solar cenital y la temperatura del aire. La emisividad sólo dependerá de los parámetros que caracterizan la estructura de la vegetación, pudiendo también depender de las condiciones ambientales sólo en la medida en que estas condiciones puedan afectar a la estructura de la vegetación o a las emisividades de cada componente considerado (por ejemplo, el estrés hídrico podría tener algún efecto sobre la emisividad de la cobertura vegetal ya que las hojas estresadas pueden tener valores distintos de emisividad o distribuirse de forma distinta).

En François et al. (1997) se utiliza el modelo para obtener distintos datos simulados de la emisividad de la cubierta vegetal en función del ángulo de

observación y de distintos valores de LAI. Básicamente, se observan dos tipos de comportamientos. Para valores de LAI bajos ($LAI < 1$), la emisividad de la cobertura vegetal aumenta con el ángulo de observación, hasta alcanzar el valor correspondiente a la emisividad de las hojas para un ángulo de observación de 90° . Para valores de LAI altos ($LAI > 1$), ocurre lo contrario, es decir, la emisividad de la cobertura disminuye con el ángulo de observación hasta alcanzar el valor de emisividad de las hojas en 90° . El aumento en los valores de emisividad observado en los casos de $LAI < 1$ se explica por la mayor proporción de vegetación observada conforme aumenta el ángulo de observación. La explicación para la disminución de la emisividad en el caso de $LAI > 1$ hay que buscarla en el efecto de cavidad. Así, en estos casos los valores de emisividad en nadir son mayores que el propio valor de las hojas debido al efecto de cavidad, de forma que los valores de emisividad de la cobertura disminuyen con el ángulo de observación hasta alcanzar el valor correspondiente a la emisividad de las hojas en 90° , debido a que en este ángulo la cobertura parece compuesta únicamente de hojas, no produciéndose por lo tanto el efecto de cavidad.

Con el fin de explicar la variaciones comentadas anteriormente en la emisividad de la cobertura vegetal debido a variaciones de LAI o del ángulo de observación, los autores proponen una parametrización de la emisividad considerando que la reflectividad de la cobertura viene dada por una contribución del suelo y otra contribución de la vegetación, es decir:

$$\rho_c = c_g \rho_g + c_v \rho_v \quad (2.54)$$

donde ρ_c , ρ_g y ρ_v representan respectivamente las reflectividades de la cobertura, del suelo y de la vegetación, mientras que c_g y c_v representan respectivamente los coeficientes que dan cuenta de la contribución del suelo y de la vegetación. En la expresión anterior y en lo que sigue se omitirá la dependencia espectral por simplicidad en la notación. Aplicando ahora la ley de Kirchhoff, es posible obtener la expresión correspondiente para la emisividad de la cobertura vegetal (ϵ_c):

$$\epsilon_c = 1 - c_g (1 - \epsilon_g) - c_v (1 - \epsilon_v) \quad (2.55)$$

donde ϵ_g y ϵ_v representan las emisividades del suelo y de la vegetación, respectivamente. Si identificamos los parámetros c_g y c_v con las proporciones de suelo y vegetación y consideramos que su suma es igual a la unidad, $c_g + c_v = 1$, entonces la Ecuación (2.55) se reduce a la conocida expresión $\epsilon_c = (1 - c_v)\epsilon_g + c_v\epsilon_v$. Sin embargo, esta sencilla expresión en general no es válida debido al efecto de cavidad, de forma que se cumple que la suma de los parámetros c_g y c_v no es igual a la unidad, sino inferior ($c_v + c_g < 1$).

Para parametrizar la emisividad en función del LAI y del ángulo de observación, se recurre a la fracción de gap, $b(\theta)$, que para el caso de LIDF esférica y dispersión aleatoria viene dada por (ver apartado 1.4.4):

$$b(\mathbf{q}) = e^{\frac{-0.5}{\cos q} LAI} \quad (2.56)$$

Definiendo además una frecuencia de gap hemisférica (M) integrando $b(\theta)$ sobre la semiesfera de la parte superior de la vegetación y suponiendo una radiación incidente isotrópica, es posible obtener:

$$M = \frac{1}{p} \int_{\frac{p}{2}}^p b(\mathbf{q}) d\mathbf{q} = \frac{1}{p} \int_{\frac{p}{2}}^p e^{\frac{-0.5}{\cos q} LAI} d\mathbf{q} \quad (2.57)$$

De esta forma, los parámetros c_g y c_v vienen dados por:

$$c_g = b(\theta) M \quad (2.58)$$

$$c_v = \alpha [1 - b(\theta) M] \quad (2.59)$$

donde α es un coeficiente que da cuenta del efecto de cavidad. Hay que señalar que c_v difiere de la proporción de vegetación, $1 - b(\theta)$, y c_g difiere de la proporción de suelo, $b(\theta)$, debido a la presencia de los factores M y α . A partir de la Ecuaciones (2.55), (2.58) y (2.59), es posible obtener la expresión final para la emisividad de la cubierta vegetal:

$$\epsilon_c(\theta) = 1 - b(\theta) M (1 - \epsilon_g) - \alpha [1 - b(\theta) M] (1 - \epsilon_v) \quad (2.60)$$

Análogamente, es posible parametrizar también la radiancia direccional de la cobertura vegetal (L_c), dada por:

$$L_c \equiv \epsilon_c B(T_c) = a_g \epsilon_g B(T_g) + a_v \epsilon_v B(T_v) + a'_v \epsilon_v B(T_v) \quad (2.61)$$

donde a_g y a_v son respectivamente los coeficientes con los que contribuye el suelo y la vegetación, mientras que a'_v es un coeficiente adicional que da cuenta del acoplamiento entre el suelo y la vegetación. T_c , T_g y T_v representan las temperaturas de la cubierta vegetal, del suelo y de la vegetación, respectivamente. En este caso, los coeficientes a_g y a_v parecen venir dados exactamente por $b(\theta)$ y $1 - b(\theta)$, respectivamente, mientras que el coeficiente de acoplamiento a'_v se relaciona a través de las reflectividades de forma que:

$$a'_v = d_g (1 - \epsilon_g) + d_v (1 - \epsilon_v) \quad (2.62)$$

siendo

$$d_g = (1 - M) b(\theta) \quad (2.63)$$

$$d_v = (1 - \alpha) [1 - b(\theta) M] [1 - b(\theta)] \quad (2.64)$$

De esta forma, la expresión final para la radiancia direccional correspondiente a la cobertura vegetal vendrá dada por:

$$L_c(\theta) = b(\theta) \epsilon_g B(T_g) + [1 - b(\theta)] \epsilon_v B(T_v) + \{(1 - M) b(\theta) (1 - \epsilon_g) + (1 - \alpha) [1 - b(\theta) M] [1 - b(\theta)] (1 - \epsilon_v)\} \epsilon_v B(T_v) \quad (2.65)$$

2.4 MODELO DE TRANSFERENCIA RADIATIVA 4SAIL (Verhoef et al., 2004)

El modelo 4SAIL es una modificación del modelo SAIL (Scattering by Arbitrarily Inclined Leaves) publicado por primera vez por Verhoef y Bunnik (1981) a principios de los 80 para obtener la reflectividad de la cobertura vegetal, y descrito en detalle en Verhoef (1984). El modelo SAIL considera una

aproximación de 4 rayos de la ecuación de transferencia radiativa, distinguiendo entre dos flujos directos (flujo solar incidente y radiancia en la dirección de observación) y 2 flujos difusos (flujo hemisférico ascendente y descendente). La interacción de estos flujos con la cobertura vegetal se describe mediante un sistema de 4 ecuaciones diferenciales lineales, que pueden resolverse analíticamente.

En 1989 se incorporó en el modelo SAIL el efecto del *hot spot*, resultando en el modelo llamado SAILH (Verhoef, 1998). En el modelo SAILH la contribución de la dispersión simple a la reflectividad bidireccional se modifica de acuerdo con la teoría de Kuusk (1985), mientras que los otros términos permanecen iguales. El desarrollo de modelos de rayos múltiples (N+2 rayos) para la dispersión de la luz en la vegetación y la atmósfera dio lugar al modelo SAIL++ (Verhoef, 2002), basado en 72 rayos difusos. Este modelo permite una ejecución más precisa de la contribución debida a la dispersión múltiple, incluyendo el efecto del *hot spot* del modelo SAILH. Sin embargo, este modelo puede dar lugar a divergencias debido a singularidades matemáticas. El nuevo modelo 4SAIL (Verhoef et al., 2004) soluciona este problema, dando lugar a un modelo mucho más robusto y eficiente desde el punto de vista computacional. Además, el nuevo modelo incorpora algunas características adicionales que permite calcular perfiles del flujo interno y algunas cantidades adicionales relacionados con su aplicación a la región del infrarrojo térmico. De esta manera, a partir de valores de reflectividad y aplicando la ley de Kirchhoff, es posible obtener la emisividad.

El modelo 4SAIL puede ejecutarse en el modo de 4 componentes, es decir, considerando temperatura del suelo en sol, temperatura del suelo en sombra, temperatura de la vegetación en sol y temperatura de la vegetación en sombra. De esta forma el modelo incorpora el efecto de las sombras, aspecto que no era considerado por los modelos vistos anteriormente. En el caso de 4 componentes, el modelo se basa en la resolución del siguiente sistema de 4 ecuaciones diferenciales:

$$\frac{d}{Ldx} E_s = kE_s \quad (2.66)$$

$$\frac{d}{Ldx} E^- = -s' E_s + aE^- - \mathbf{s} E^+ - P_s H_h + (1 - P_s) H_c \quad (2.67)$$

$$\frac{d}{Ldx} E^+ = sE_s + \mathbf{s} E^- - aE^+ + P_s H_h + (1 - P_s) H_c \quad (2.68)$$

$$\frac{d}{Ldx} E_0 = wE_s + \mathbf{n} E^- + \mathbf{n}' E^+ - kE_0 + KP_s H_h + K(1 - P_s) H_c \quad (2.69)$$

donde E_s , E^- , E^+ y E_0 representan respectivamente la irradiancia solar directa sobre un plano horizontal, la irradiancia difusa descendente, la irradiancia difusa descendente y el flujo equivalente a la radiancia en la dirección del observador, L es el LAI, x es la coordenada de altura óptica relativa (-1 en la base de la vegetación y 0 en la superficie), k y K son coeficiente de extinción para el flujo directo en las direcciones del sol y del observador respectivamente, a es un coeficiente de atenuación para el flujo difuso incidente y el resto de los coeficientes se refieren a la dispersión de los flujos incidentes. P_s representa la proporción de hoja iluminada por el sol en el nivel x . Las cantidades H_h y H_c son los flujos hemisféricos resultantes de la emisión térmica de las hojas en sol y sombra, respectivamente, expresados en función de las emisividades y las temperaturas correspondientes a partir de la ley de Planck.

No podemos ofrecer un mayor detalle acerca del modelo ya que por el momento no ha sido publicado. Queremos agradecer explícitamente en este punto al Dr. Wout Verhoef, por proporcionarnos información del modelo 4SAIL así como los resultados que se mostrarán en el capítulo 6.

2.5 MODELO DE TRANSFERENCIA RADIATIVA 3-D DART (Guillevic et al., 2003)

El modelo DART (Discrete Anisotropic Radiative Transfer) ha sido desarrollado por Guillevic et al. (2003), y es una extensión a la región del infrarrojo térmico del modelo originariamente desarrollado por Gastellu-Etchegorry et al. (1999) para la región de onda corta. Este modelo simula la transferencia radiativa

en el infrarrojo térmico dentro de coberturas vegetales heterogéneas caracterizadas por su estructura tridimensional. El modelo predice la radiancia direccional de la superficie y la distribución del balance de energía térmica dentro de la cobertura vegetal para determinadas bandas o bien para todo el espectro de emisión. También puede simular imágenes direccionales de teledetección.

La principal originalidad del modelo DART es que tiene en cuenta la distribución tridimensional de las características de los elementos de una determinada escena: densidad de vegetación, propiedades ópticas y temperaturas termodinámicas. La simulación correspondiente a la transferencia radiativa se realiza principalmente a través de tres pasos: 1) la emisión y propagación de la radiación de una determinada superficie a través de la cobertura vegetal, 2) la emisión y propagación de la radiancia atmosférica descendente entre la vegetación y 3) la dispersión múltiple de la radiación interceptada por la vegetación. La propagación de la radiación se describe mediante la aproximación de rayos junto con el método de ordenadas discretas.

En este modelo se considera que una determinada escena está dividida en celdas rectangulares de dimensión variable. Cada celda representa un determinado componente como por ejemplo hojas de los árboles, hierba, tronco, suelo, agua, etc. Los principales parámetros necesarios para describir la arquitectura de la cobertura vegetal son la densidad de árboles junto con su forma y dimensión, y la topografía. El contenido de información correspondiente a cada celda es específico y constante dentro de esa celda. Las celdas correspondientes a hojas (bien de árboles o bien de hierba) vienen caracterizadas por su temperatura termodinámica, la emisividad espectral, la densidad de área foliar y la distribución de ángulos de las hojas. Las celdas correspondientes a tronco y suelo vienen descritas por su temperatura termodinámica y su emisividad espectral. Las hojas vienen representadas como pequeños elementos planos aleatoriamente distribuidas dentro de las celdas. Desde un punto de vista radiativo, las celdas formadas por hojas corresponden a un medio turbido, dando lugar a procesos de interacción en un volumen, mientras que el suelo se representa mediante un medio opaco, dando lugar a interacciones en superficie únicamente.

La distribución de temperatura depende del estado energético de cada elemento dentro de la cobertura vegetal, y viene determinada tanto por factores medioambientales externos (condiciones de la atmósfera, el suelo y el agua) como por factores internos de las plantas. En su versión actual, el modelo DART no resuelve los balances de agua y energía dentro de la cobertura vegetal, lo que implica que la distribución tridimensional de las temperaturas termodinámicas dentro de esta cobertura tiene que ser especificadas. En el modelo existen dos formas alternativas de especificar la distribución de temperaturas. Así, cada tipo de componente (suelo, hierba, árboles, etc.) puede ser representado por (1) una temperatura constante dentro de la cobertura o (2) un rango de temperaturas caracterizando la temperatura del elemento en zonas de sol y sombra. En este último caso, se puede realizar una simulación preliminar en la región del visible para obtener la iluminación solar para la cobertura vegetal y se considera la siguiente aproximación: la temperatura tridimensional de la vegetación es proporcional a la radiación solar interceptada. Existe además una tercera opción, y es introducir la distribución tridimensional de temperaturas que satisface el equilibrio del balance de energía.

Como se ha comentado anteriormente, el modelo DART se basa en el método de ordenadas discretas, es decir, la radiación puede propagarse únicamente a lo largo de unas ciertas direcciones discretas, N_{dir} . Una dirección particular Ω_n viene caracterizada por su ángulo cenital θ_n y su ángulo acimutal φ_n . Esta dirección estará asociada con un determinado sector angular $\Delta\Omega_n$ definido por un rango del ángulo cenital $\Delta\theta_n$ y un rango del ángulo acimutal $\Delta\varphi_n$. Por lo tanto, el ángulo sólido vendrá definido por:

$$\Delta\Omega_n = \int_{\Delta\varphi_n} \int_{\Delta\theta_n} |d\mathbf{m}_n| d\mathbf{j}_n \quad (2.70)$$

con $\mu_n = \cos \theta_n$ y siendo:

$$\sum_{n=1}^{N_{dir}} \Delta\Omega_n = 4\pi \quad (2.71)$$

De esta forma, una determinada dirección Ω_n vendrá especificada por el vector $(\theta_n, \varphi_n, \Delta\Omega_n)$.

En primer lugar, el modelo de transferencia radiativa calcula la emisión de cada celda, así como la propagación e intercepción de la radiación emitida dentro de la cobertura vegetal. La emisión de una celda depende de las características ópticas y de la estructura de cada uno de los elementos que la forman. Se considera que para cada celda, el origen de cualquier radiación emitida puede ser sólo el centro de uno de los lados de la celda. Las leyes de emisión utilizadas con las conocidas leyes de Planck y de Stephan-Boltzmann, teniendo en cuenta el factor de emisividad debido a que las superficies naturales no se comportan exactamente como cuerpos negros.

El origen de la emisión de cualquier celda correspondiente a suelo puede ser el centro de la cara superior de la celda o bien los laterales, dependiendo de la topografía local. Para una determinada cara caracterizada por un vector normal n_{side} y una temperatura T , la radiación espectral emitida W_{side} a lo largo de cualquier dirección $\Omega_v(\theta_v, \varphi_v, \Delta\Omega_v)$ viene dada por:

$$W_{side}(I, T, \Omega_v) = L(I, T) \cos \psi_{nv} dS \Delta\Omega_v \quad (2.72)$$

donde L representa la radiancia espectral del suelo, dS es el área de la cara de la celda y ψ_{nv} es el ángulo entre el vector normal n_{side} y la dirección Ω_v .

Por lo que respecta a los troncos, se representan mediante una distribución vertical de columnas. Una celda de tronco viene caracterizada por su función de *gap* (o transmisividad de la celda) que depende del diámetro del tronco. Para una determinada cara, la radiación emitida vendrá dada de nuevo por la Ecuación (2.72) siendo en este caso $dS = \phi dz$, donde dz es la altura de la celda y ϕ es el diámetro del tronco, que puede variar con la altura.

La radiación emitida por un celda correspondiente a hojas W_{cell} a lo largo de cualquier dirección Ω_v viene dada por dos componentes: la radiación que es emitida por todas las hojas sin considerar dispersión, y la radiación que es

dispersada por las hojas después de ser emitidas e interceptadas por los elementos que forman la celda. Su expresión viene dada por:

$$W_{cell}(\mathbf{I}, T, \Omega_v) = W_1(\mathbf{I}, T, \Omega_v) + W_M(\mathbf{I}, T, \Omega_v) \quad (2.73)$$

donde W_1 es la radiación en primer orden debido a los procesos de emisión y W_M es la contribución debido a la dispersión. La radiación W_{cell} se calcula mediante la integración sobre el volumen de la celda V_{cell} a partir de las contribuciones radiativas a la emisión de la celda por parte de los distintos volúmenes elementales dv que forman la celda. La radiación dW_0 emitida por un volumen infinitesimal dv a lo largo que cualquier dirección Ω_v viene dada por:

$$dW_0(\mathbf{I}, \Omega_v, T, dv) = L(\mathbf{I}, T) d\Sigma(\Omega_v) \Delta\Omega_v \quad (2.74)$$

siendo

$$d\Sigma(\Omega_v) = G(\Omega_v) u_f dv \quad (2.75)$$

donde $L(\lambda, T)$ es la radiancia espectral de la hoja, Σ es la sección transversal aparente de las hojas a lo largo de la dirección Ω_v , $G(\Omega_v)$ es la proyección media de una unidad de área foliar en una unidad de superficie perpendicular a la dirección Ω_v y u_f es la densidad de área foliar. La radiación W_0 vendrá atenuada dentro de la celda a lo largo del camino de propagación Δl . La fracción de radiación interceptada dW_{int} a lo largo de los caminos Δl para cualquier dirección Ω_v da lugar al componente de dispersión dW_M a lo largo de la dirección Ω_v . La fracción de radiación no interceptada dW_1 que escapa de la celda viene dada por:

$$dW_1(\mathbf{I}, \Omega_v, T, dv) = dW_0(\mathbf{I}, \Omega_v, T, dv) e^{-G(\Omega_v) u_f \Delta l} \quad (2.76)$$

Integrando para el volumen de la celda V_{cell} tendremos:

$$W_1(\mathbf{I}, \Omega_v, T) = \int_{V_{cell}} dW_1(\mathbf{I}, \Omega_v, T) = L(\mathbf{I}, T) G(\Omega_v) u_f \Delta\Omega_v \int_{V_{cell}} e^{-G(\Omega_v) u_f \Delta l} dv \quad (2.77)$$

La integración numérica sobre la celda se realiza discretizando cada cara de la celda en un número $I \times J$ de subcaras S_{ij} , de forma que:

$$dv = S_{ij} dl \cos \psi_{nv} \quad (2.78)$$

donde ψ_{nv} es el ángulo entre el vector unitario perpendicular a la subcara S_{ij} y la dirección Ω_v . La radiación interceptada dentro de la celda W_{int} es la diferencia entre la radiación total emitida por las hojas y la radiación que escapa de la celda, de forma que:

$$W_{int}(I, T) = \sum_{v=1}^{N_{dir}} \left[L(I, T) G(\Omega_v) u_f V_{cell} \Delta\Omega_v - W_1(l, \Omega_v, T) \right] \quad (2.79)$$

La radiación interceptada da lugar a la dispersión múltiple dentro del espacio 4π . Como la emisividad de las hojas es cercana a la unidad y debido a que la dispersión múltiple no puede ser modelizada exactamente, se asume que dentro de la celda el componente de dispersión es aproximadamente isotrópico y que se origina en el centro de la celda. Estas suposiciones permiten definir para cada celda un transmitancia direccional media $\langle T \rangle$ desde el centro de una cara de la celda y un albedo de dispersión simple medio ω_λ , dados por:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} e^{-G(\Omega_v) u_f \Delta m(\Omega_v)} d\Omega_v \quad (2.80)$$

$$w_l = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \int_{4\pi} f(\Omega_i \rightarrow \Omega_v) d\Omega_i d\Omega_v \quad (2.81)$$

donde $\Delta m(\Omega_v)$ es el camino a lo largo de la dirección Ω_v , desde el centro de la celda hasta la cara de la celda de la que escapa la radiación. $f(\Omega_i \rightarrow \Omega_v)$ es la función fase de dispersión de la hoja, siendo Ω_i la dirección de la radiación incidente y Ω_v la dirección de dispersión. Las funciones de fase de las hojas en el infrarrojo térmico se calculan de la misma forma que para la región de onda corta (Gastellu-Etchegorry et al., 1996). Por lo tanto, la radiación dispersada que escapa de la celda viene dada por la siguiente expresión:

$$W_M(\mathbf{I}, T) = W_{\text{int}}(\mathbf{I}, T) \left\{ w_I \langle T \rangle + w_I \langle T \rangle [w_I - w_I \langle T \rangle] + w_I \langle T \rangle [w_I - w_I \langle T \rangle]^2 + \dots \right\} \quad (2.82)$$

teniendo:

$$W_M(\mathbf{I}, T) = \frac{w_I \langle T \rangle}{1 - w_I (1 - \langle T \rangle)} W_{\text{int}}(\mathbf{I}, T) \quad (2.83)$$

La distribución direccional de la radiación dispersada W_M se supone proporcional al ángulo sólido $\Delta\Omega_v$ y a la sección transversal aparente de la hoja a lo largo de cualquier dirección Ω_v (Gastellu-Etcheberry et al., 1996).

La radiación atmosférica descendente es considerada como isotrópica. Puede ser introducida directamente como un dato de entrada más o bien calculada a partir de los modelos de Berger (1988) o Brutsaert (1975), en los que se requiere del conocimiento de la temperatura y la humedad del aire a una altura de 2 metros sobre el suelo.

Durante la propagación dentro de la cobertura vegetal, los flujos radiativos interaccionan con las celdas individuales. Los procesos de interacción dentro de una celda dependen de la naturaleza de dicha celda (propiedades ópticas y estructurales). La radiación incidente es transmitida a través de celdas vacías, totalmente interceptada por celdas opacas (suelo, agua, etc.) o parcialmente atenuada por celdas semiopacas (tronco, hojas, etc.). La propagación se detiene cuando los flujos radiativos son totalmente interceptados por los elementos que forman la cobertura vegetal o cuando la radiación escapa de las celdas más superficiales de la escena considerada. La radiación interceptada se calcula a través del camino de propagación exacto dentro de la celda. Posteriormente, esta radiación es dispersada. Se realiza un proceso iterativo para tener en cuenta la dispersión múltiple dentro de la cobertura vegetal. La radiación que escapa de las celdas superiores de la escena se almacena en cada iteración, contribuyendo a la

radiancia ascendente que proviene de la escena. Normalmente se suele alcanzar una convergencia con tan sólo dos iteraciones, debido a la baja reflectividad de las superficies naturales en la región del infrarrojo térmico. Sin embargo, la dispersión múltiple no se puede despreciar, dependiendo su importancia principalmente de las propiedades ópticas del suelo y de las hojas y del LAI. Así, para una visión nadir la dispersión múltiple incrementa la temperatura de brillo en más de 1 K cuando se considera una emisividad de las hojas de 0.98 y en más de 2 K cuando se considera un valor de 0.94, aunque en esta última situación se considera un valor extremo para la emisividad de la vegetación.

La validación del modelo puede encontrarse en Gillevic et al. (2003). Señalaremos aquí que la comparación del modelo DART con el modelo bidimensional de Prévot (1985) proporciona unos resultados similares, aunque el modelo DART tiende a sobrestimar la temperatura de brillo para ángulos de observación grandes y a subestimarla para valores pequeños. Las diferencias entre ambos modelos se deben básicamente al hecho de que utilizan diferentes aproximaciones para simular la dispersión de las hojas. El modelo DART se considera como más preciso en su representación de la dispersión múltiple.

2.6 MODELOS BASADOS EN EL CÁLCULO DE LA BRDF (Snyder y Wan, 1998)

La función de distribución de la reflectividad bidireccional o BRDF (Bidirectional Reflectance Distribution Function) caracteriza la reflectividad de la superficie para toda la combinación de ángulos incidentes y reflejados. Generalmente los trabajos de BRDF se centran en la región del visible o infrarrojo cercano. Snyder y Wan (1998) han extendido el estudio a la región del infrarrojo térmico, de forma que la BRDF puede calcularse en esta región e integrarse para obtener la reflectividad direccional hemisférica y, a partir de la ley de Kirchhoff obtener finalmente la emisividad de la superficie.

La anisotropía de la BRDF es función de la reflectividad de cada componente, la cual a su vez depende de la longitud de onda. Esta dependencia en la reflectividad y la longitud de onda es debida principalmente a los procesos no

lineales inherentes a la dispersión múltiple. Se han desarrollado modelos que permiten obtener la BRDF a partir de una aproximación lineal de *kernel* (Nilson y Kuusk, 1989; Roujean et al., 1992; Wanner et al., 1995; etc.). Una combinación lineal a partir de *kernels* de forma fija resulta muy útil ya que proporciona una forma práctica y sencilla de obtener la BRDF.

Las formas de los *kernel* surgen a partir de la descripción de la estructura de la superficie. Mediante modelos lineales la representación espectral de la BRDF se reduce al valor de una serie de coeficientes en función de la longitud de onda. Esta representación resulta fácil de integrar calculando las integrales de los *kernel*, multiplicando por los coeficientes y sumando los términos. De esta forma se obtiene la reflectividad direccional hemisférica y la emisividad espectrales. Aunque una combinación lineal de *kernel* con formas fijas no da cuenta de los efectos no lineales de la dispersión múltiple, éstos son generalmente despreciables para muchas superficies naturales en el infrarrojo, ya que la reflectividad para una dispersión simple es típicamente inferior al 10 %.

Las modificaciones propuestas por Snyder y Wan (1998) se realizan sobre la versión de *kernel* de Wanner del modelo geométrico de plano y esferas de Li y Strahler y del modelo volumétrico de Roujean et al. La principal diferencia estriba en mantener separados algunos de los términos y por tanto eliminar algunas suposiciones sobre la magnitud relativa de las propiedades de los componentes. Esto no se ha realizado en el caso de la región visible porque incrementa el número de *kernels*, lo cual representa un problema a la hora de invertir. Los resultados proporcionan unas nuevas expresiones de *kernel* con sus correspondientes coeficientes. Además, se exige que el modelo geométrico sea recíproco. Un modelo recíproco es aquel que proporciona el mismo valor de BRDF cuando los ángulos de incidencia y reflexión se intercambian. El procedimiento realizado es el siguiente: se modela la BRDF, se integra para obtener la reflectividad direccional hemisférica y se aplica la ley de Kirchhoff para obtener finalmente la emisividad. Con modelos que no sean recíprocos, no se garantiza que la ley de Kirchhoff sea aplicable.

Definiremos la cantidad $d\Phi_i$ como el flujo incidente por unidad de ángulo sólido desde un ángulo (θ_i, ϕ_i) sobre un elemento dA_i centrado en (x_i, y_i) . Si la radiancia reflejada que proviene de este flujo incidente es dL_r en la dirección (θ_r, ϕ_r)

y en el punto de observación (x_r, y_r) , la función BSSRDF (Bidirectional Scattering-Surface Reflectance-Distribution Function) viene dada por:

$$S(\mathbf{q}_i, \mathbf{f}_i; x_i, y_i; \mathbf{q}_r, \mathbf{f}_r; x_r, y_r) = \frac{dL_r}{d\mathbf{f}_i} \quad (2.84)$$

La BRDF promedio para superficies con una determinada estructura se define mediante la integral de la BSSRDF sobre una determinada área. Esta área depende de la escala de la estructura del material y debe ser lo suficientemente grande como para que la BRDF promedio se independiente del punto de observación. La integral sobre las posiciones incidentes para un punto fijo de observación nos da

$$f(\mathbf{q}_i, \mathbf{f}_i; \mathbf{q}_r, \mathbf{f}_r) = \int_{A_i} S(\mathbf{q}_i, \mathbf{f}_i; x_i, y_i; \mathbf{q}_r, \mathbf{f}_r; x_r, y_r) dA_i \quad (2.85)$$

donde f representa la BRDF promediada. Esta definición de la BRDF es apropiada para superficies con una determinada estructura y es equivalente al cociente entre radiancia e irradiancia promediado sobre una determinada área (Nicodemus et al., 1977).

A continuación, se mostrarán las expresiones correspondientes a los *kernel* y los coeficientes para 4 casos distintos. En lo que sigue, f será la BRDF, k el *kernel* y c el coeficiente. Además, ξ será el ángulo de dispersión dado por

$$\xi = \arccos(\cos \mathbf{q}_i \cos \mathbf{q}_r + \text{sen} \mathbf{q}_i \text{sen} \mathbf{q}_r \cos \mathbf{f}) \quad (2.86)$$

siendo ϕ el acimut relativo entre los ángulos de incidencia y reflexión. Aunque por simplicidad en la notación no aparezca la dependencia explícita con la longitud de onda, todas las cantidades radiométricas son espectrales.

i) *Kernel* isotrópico

La situación isotrópica es la más sencilla que se puede dar, de forma que la BRDF vendrá dada por:

$$f_{iso} = c_1 k_{iso} \quad (2.87)$$

siendo el *kernel* la unidad

$$k_{iso} = 1 \quad (2.88)$$

ii) Modelo Geométrico

El modelo geométrico considerado se basa en una situación de suelo desnudo con vegetación dispersa en forma de arbustos que pueden ser representados aproximadamente mediante esferas con radio r y densidad n (número de esferas por unidad de área). En este caso, se propone la siguiente expresión para la BRDF:

$$f_{geo} = c_1 k_{geo}^g + c_2 k_{geo}^c + c_3 \quad (2.89)$$

donde los *kernels* vienen dados por

$$k_{geo}^g = \frac{1}{\mathbf{p}} (\sec \mathbf{q}_i + \sec \mathbf{q}_r) (t - \cos t \sec t) - \sec \mathbf{q}_r - \sec \mathbf{q}_i + 1 \quad (2.90)$$

$$k_{geo}^c = \sec \mathbf{q}_r \sec \mathbf{q}_i \cos^2(\mathbf{x}/2) - 1 \quad (2.91)$$

y los coeficientes por

$$c_1 = nr^2 \mathbf{r}_g \quad (2.92)$$

$$c_2 = \frac{2}{3} nr^2 \mathbf{r}_c \quad (2.93)$$

$$c_3 = (1/\mathbf{p} - nr^2) \mathbf{r}_g + \frac{2}{3} nr^2 \mathbf{r}_c \quad (2.94)$$

siendo

$$\cos t = \frac{\sqrt{D^2 + (\tan \mathbf{q}_i \tan \mathbf{q}_r \operatorname{sen} f)^2}}{\sec \mathbf{q}_i + \sec \mathbf{q}_r} \quad (2.95)$$

y

$$D^2 = \tan^2 \mathbf{q}_i + \tan^2 \mathbf{q}_r - 2 \tan \mathbf{q}_i \tan \mathbf{q}_r \cos f \quad (2.96)$$

En las expresiones anteriores, ρ_g representa la reflectividad del suelo y ρ_c la reflectividad de la vegetación (de las esferas, en este caso).

iii) Modelo Volumétrico

El modelo volumétrico representa una capa de vegetación densa formada por hojas planas con una transmisividad τ y una reflectividad ρ situada sobre una superficie de suelo con reflectividad ρ_0 . En este caso, la BRDF viene dada por:

$$f_{vol} = c_1 k_{vol}^r + c_2 k_{vol}^t + c_3 \quad (2.97)$$

siendo los *kernels*

$$k_{vol}^r = \frac{(\mathbf{p} - \mathbf{x}) \cos \mathbf{x} + \operatorname{sen} \mathbf{x}}{\cos \mathbf{q}_i + \cos \mathbf{q}_r} - \frac{\mathbf{p}}{2} \quad (2.98)$$

$$k_{vol}^t = \frac{-\mathbf{x} \cos \mathbf{x} + \operatorname{sen} \mathbf{x}}{\cos \mathbf{q}_i + \cos \mathbf{q}_r} \quad (2.99)$$

y los coeficientes

$$c_1 = \frac{2\mathbf{r}}{3\mathbf{p}^2} [1 - \exp(-bF)] \quad (2.100)$$

$$c_2 = \frac{2t}{3p^2} [1 - \exp(-bF)] \quad (2.101)$$

$$c_3 = \frac{\mathbf{r}}{3p} [1 - \exp(-bF)] + \frac{\mathbf{r}_0}{p} [1 - \exp(-bF)] \quad (2.102)$$

donde F es un parámetro de estructura relacionado con el LAI y b viene dado por

$$b = \frac{1}{2} (\cos \mathbf{q}_i + \cos \mathbf{q}_r) \quad (2.103)$$

iv) Modelo Especular

Este modelo sirve para describir aquellas superficies naturales que tienen un comportamiento especular, como por ejemplo agua, nieve y hielo. En este caso, la BRDF viene dada por:

$$f_{spc,s} = c_1 k_{spc,s} + c_2 \quad (2.104)$$

siendo el *kernel*

$$k_{spc,s} = \frac{ps^2 R_F(\mathbf{x}) P(\mathbf{q}_n, \mathbf{s})}{R_F^0 \cos(\mathbf{q}_i) \cos(\mathbf{q}_r) \cos^4(\mathbf{q}_n)} - 1 \quad (2.105)$$

y los coeficientes

$$c_1 = c_2 = \frac{R_F^0}{4ps^2} \quad (2.106)$$

donde R_F representa la función de Fresnel dada por

$$R_F(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \left[\frac{\text{sen}^2(\mathbf{x}/2 - \mathbf{a})}{\text{sen}^2(\mathbf{x}/2 + \mathbf{a})} + \frac{\text{tan}^2(\mathbf{x}/2 - \mathbf{a})}{\text{tan}^2(\mathbf{x}/2 + \mathbf{a})} \right] \quad (2.107)$$

y el parámetro α viene dado por

$$\mathbf{a} = \arcsen \left[\frac{1}{1.33} \text{sen}(\mathbf{x} / 2) \right] \quad (2.108)$$

donde se ha considerado un valor del índice de refracción del agua de 1.33. La cantidad R_F^0 hace referencia a la función de Fresnel en el caso de ángulos de incidencia y reflexión de cero. Por otra parte, la función $P(\theta_n, \sigma)$ que aparece en la Ecuación (2.105) representa la función de probabilidad para ver una contribución especular en la dirección de observación, y viene dada por

$$P(\mathbf{q}_n, \mathbf{s}) = \frac{1}{\rho \mathbf{s}^2} \exp \left(-\frac{\tan \mathbf{q}_n}{\mathbf{s}^2} \right) \quad (2.109)$$

donde el parámetro σ está relacionado con la rugosidad de la superficie (por ejemplo, para una velocidad del viento de 5 m/s se produce una rugosidad en la superficie del agua de $\sigma = 0.17$) y el ángulo normal a la superficie especular θ_n viene expresado como

$$\mathbf{q}_n = \arccos \left(\frac{\cos \mathbf{q}_r + \cos \mathbf{q}_i}{2 \cos(\mathbf{x} / 2)} \right) \quad (2.110)$$

Capítulo 3

METODOLOGÍA

Mientras tierna mejilla y ojos verdes
y rojos labios y morena frente
y primavera en pecho delicado
y tallo de flor, lánguido, en cintura,
y dios sin velo en astro al mediodía
y rosa, rama, abeja y vino canten,
tú, narciso de olvido,
tú, música cantándose a si misma,
Medina Azahara, beso que se besa,
tú y yo, viviendo, amando,
dulce leyenda, vivos
y muertos, y olvidados,
y presentes, y eternos, en canción, en amor.

Ricardo Molina

3.1 INTRODUCCIÓN

Antes de presentar los algoritmos y resultados obtenidos en el presente trabajo, conviene realizar una descripción de la metodología seguida tanto para obtener dichos algoritmos como para comprobar o validar los resultados obtenidos comparándolos con las medidas de campo. En este capítulo se explicará el procedimiento seguido para realizar las simulaciones y para obtener resultados a partir de medidas de campo, así como una descripción de los sensores utilizados.

3.2 SIMULACIONES

En los procesos de simulación el objetivo consiste en reproducir las medidas que se obtendrían mediante un determinado sensor, bien en términos de radiancias o bien en términos de temperaturas de brillo, utilizando para ello la ecuación de transferencia radiativa mostrada en el capítulo 1. Para reproducir las medidas realizadas por un determinado sensor a partir de la ecuación de transferencia radiativa es necesario conocer los parámetros atmosféricos (transmisividad y radiancias atmosféricas ascendente y descendente), la temperatura de la superficie y la emisividad. Las primeras cantidades se pueden

obtener a partir de los llamados códigos de transferencia radiativa, mientras que la emisividad se puede obtener a partir de medidas de laboratorio. A continuación explicamos la forma de obtener cada una de ellas.

3.2.1 Códigos de transferencia radiativa: MODTRAN

Con el fin de obtener las radiancias y transmisividad atmosféricas se ha utilizado el código de transferencia radiativa MODTRAN (MODerate spectral resolution atmospheric TRANsmittance algorithm and computer model), desarrollado por AFRL/VSBT (Air Force Research Laboratory) en colaboración con SSI (Spectral Sciences, Inc). El modelo MODTRAN es una extensión y actualización de sus modelos predecesores: LOWTRAN 7, LOWTRAN 6, LOWTRAN 5, LOWTRAN 5B, LOWTRAN 4, LOWTRAN 3B, LOWTRAN 3 y LOWTRAN 2. Todas las opciones incluidas en estos modelos previos se han continuado manteniendo.

El modelo calcula la transmisividad atmosférica, las radiancias atmosféricas, la radiancia lunar y solar para dispersión simple, la irradiancia lunar y solar directa y la radiancia térmica y solar en el caso de dispersión múltiple. La resolución espectral de MODTRAN es de 2 cm^{-1} FWHM (Full Width at Half-Maximum) en incrementos promedios de 1 cm^{-1} cubriendo el rango espectral de 0 a 50000 cm^{-1} ($0.2 \mu\text{m}$ hasta infinito), frente a la resolución de 20 cm^{-1} en incrementos de 5 cm^{-1} que poseía LOWTRAN 7. MODTRAN utiliza datos de presión, temperatura y anchura de línea para describir la absorción molecular, mientras que LOWTRAN 7 utilizaba un modelo de banda con un único parámetro (la presión). Se incluyen también los efectos de la absorción molecular de tipo continuo, dispersión molecular y absorción y dispersión de aerosoles. Junto con el código se incluyen modelos para aerosoles atmosféricos, nubes y lluvia, con la opción de reemplazarlos con otros modelos introducidos por el usuario o bien por valores medidos. En los cálculos a lo largo del camino atmosférico también se tiene en cuenta la refracción esférica y la curvatura de la Tierra.

MODTRAN posee perfiles para una serie de constituyentes atmosféricos formados por trece gases traza y minoritarios, así como seis atmósferas estándar

definidas por su temperatura, presión, densidad y radios de mezcla para H₂O, O₃, CH₄, CO y N₂O en función de la altura. El modelo permite la opción de utilizar radiosondeos introducidos por el usuario en lugar de las atmósferas estándar.

Los parámetros relacionados con los modelos de bandas así como la absorción debida al continuo del vapor de agua han sido mejorados. Se han añadido también nuevos parámetros de absorción ultravioleta para el oxígeno molecular, así como una función solar extraterrestre más precisa. Debido a sus distintas opciones de ejecución, el modelo MODTRAN posee una gran versatilidad que permite simular una gran cantidad de condiciones atmosféricas y climatológicas. En este apartado se han descrito las opciones más básicas, pero se puede encontrar una descripción detallada en el manual de MODTRAN elaborado por (Kneizys et al., 1996) y editado por Abreu y Anderson.

Por último, señalar que la versión utilizada en los cálculos que se presentan en este trabajo es la 3.5. Actualmente MODTRAN se encuentra ya en la versión 4. Esta versión incluye las siguientes mejoras con respecto a la 3:

- Se incluyen dos nuevas opciones que utilizan 17 coeficientes-k (coeficientes de absorción) o bien 33.
- Se incluyen dependencia acimutales en el cálculo de la dispersión solar (algoritmo DISORT)
- Actualización de la modelización de la superficie terrestre a través de una mejora en la parametrización de la BRDF (Bidirectional Reflectance Distribution Function).
- Se incluye una opción de ejecución de mayor velocidad apropiada para las regiones de onda corta y ultravioleta.
- Opciones de escala para las columnas de vapor de agua y ozono.
- Base de datos mejorada de parámetros de nubes
- Dispersión Rayleigh e índices de refracción más precisos.
- Compatibilidad con HITRAN 2002 para todos los modelos de bandas generados.

Los datos simulados y utilizados en este trabajo se reducen prácticamente en su totalidad a radiancias atmosféricas y transmisividad en la región del infrarrojo

térmico, que son parámetros que describen la capa atmosférica con independencia de las propiedades de la superficie (éstas últimas han sido incluidas de forma independiente), por lo que las modificaciones incluidas en la versión MODTRAN 4 con respecto a la versión MODTRAN 3.5 provocan variaciones mínimas y despreciables en los valores obtenidos con ambos códigos, lo que descarta posibilidad de obtener una mayor precisión en los algoritmos desarrollados y presentados a lo largo de los siguientes capítulos utilizando la versión 4 frente a la 3.5.

3.2.2 Radiosondeos atmosféricos: base de datos TIGR

Como se ha comentado en el apartado anterior, el código de transferencia radiativa MODTRAN permite introducir datos de radiosondeos atmosféricos, lo que permite simular una mayor variedad de situaciones atmosféricas de las que se obtendrían si se utilizasen únicamente las 6 atmósferas estándar incluidas en el modelo. Así, para obtener una cantidad de datos lo suficientemente amplia que nos permita realizar los ajustes estadísticos necesarios para obtener los algoritmos desarrollados y explicados en los capítulos siguientes, se han seleccionado una serie de 54 radiosondeos extraídos de la base de datos TIGR (TOVS Initial Guess Retrieval) (Scott y Chedin, 1981). Estos radiosondeos cubren la variabilidad a escala mundial de la temperatura de la superficie, desde 244 K hasta 310 K, y del vapor de agua atmosférico, desde 0.15 g/cm² hasta 6 g/cm². Se ha considerado además dos tipos distintos de atenuación de la superficie terrestre debida a la presencia de la atmósfera: 1) atenuación producida por el vapor de agua únicamente a partir de los perfiles dados por los radiosondeos TIGR y 2) atenuación producida a partir del perfil de vapor de agua y por los gases mezclados uniformemente (CO₂, N₂O, O₃ y CH₄) incluidos en las atmósferas estándar del código MODTRAN 3.5 (Sobrino et al., 1993a). Si no se especifica lo contrario, MODTRAN ha sido ejecutado en el modo de radiancias térmicas para un ángulo de observación en nadir y para situaciones de cielo despejado, es decir, sin efecto de aerosoles.

De esta forma, es posible obtener los valores espectrales de transmisividad (τ_i), radiancia atmosférica ascendente ($L_I^{atm\uparrow}$) y descendente ($L_I^{atm\downarrow}$) que aparecen

en la ecuación de transferencia radiativa mostrada en el capítulo 1 y dada por la Ecuación 1.48. Como valor de temperatura de superficie (T_s) se ha tomado el primer nivel del radiosondeo. En ocasiones las simulaciones se suelen realizar considerando además del valor de temperatura del primer nivel otra serie de valores que pueden ser $T_s - 10$, $T_s - 5$, $T_s + 5$ y $T_s + 10$, para tener en cuenta aquellas situaciones meteorológicas en las que la temperatura de la superficie no se corresponda con la del primer nivel del radiosondeo. Sin embargo estos datos adicionales no suelen aportar mayor precisión a los algoritmos desarrollados. Cuando se realizan simulaciones para un determinado sensor, los valores espectrales se promedian según la función filtro de la banda considerada, obteniendo de esta forma unos valores efectivos tal y como se explicará en el capítulo 4.

Una vez obtenidos los algoritmos a partir de los datos simulados mediante MODTRAN y los 54 radiosondeos mencionados, se suele realizar una validación de dicho algoritmos a partir de datos simulados con una base de datos independiente. Para ello se ha utilizado el total de la base de datos de radiosondeos disponible, en nuestro caso con un total de 1761 radiosondeos. En la Tabla 3.1 se muestra un resumen de los datos de temperatura y vapor de agua correspondiente a cada radiosondeo.

TABLA 3.1 Características principales de la base de datos de radiosondeos utilizada. En la tabla se muestran los valores máximos, mínimos y medios con su desviación estándar para la temperatura (del primer nivel) y del contenido en vapor de agua. Los radiosondeos han sido clasificados en función de la atmósfera estándar a la cual representan: tropical (TRO), latitudes medias de verano (LMV), latitudes medias invierno (LMI), subártica verano (SAV) y subártica invierno (SAI).

Atmósfera	N° Radios.	TEMPERATURA (K)				VAPOR DE AGUA (g/cm ²)			
		Máximo	Mínimo	Media	s	Máximo	Mínimo	Media	s
TRO	322	311.95	262.95	292.09	8.01	5.722	0.276	2.181	1.149
LMV	388	301.15	245.25	276.58	9.49	2.906	0.142	0.975	0.486
LMI	354	287.35	241.25	269.50	7.70	1.908	0.147	0.604	0.293
SAV	104	272.61	233.85	251.21	9.81	0.529	0.046	0.186	0.100
SAI	593	278.55	231.25	254.63	10.08	1.025	0.038	0.249	0.161
TOTAL	1761	311.95	231.25	269.11	16.78	5.722	0.038	0.830	0.898

La Figura 3.1 muestra un ejemplo del formato del radiosondeo para su ejecución con el programa MODTRAN. Las primeras líneas contienen información acerca del modo de ejecución, mientras que las últimas contienen información acerca del ángulo de observación y el rango espectral considerado. Las líneas y columnas centrales representan el perfil atmosférico del radiosondeo correspondiente. Las tres primeras columnas representan respectivamente altura (en km), presión (en mb) y temperatura (en K). Las tres siguientes representan la humedad relativa (en %) y el perfil de CO₂ y O₃, respectivamente.

Capítulo 3 Metodología

```

T 7 2 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1 1 285.160 1.00
t 0t 0
0 0 0 0 0 0 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000
33 0 0atmLMV01
0.000 1013.000 285.160 0.659E+01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
0.492 955.120 284.760 0.637E+01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
0.983 900.330 281.550 0.555E+01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
1.467 848.690 278.070 0.467E+01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
1.946 800.000 274.810 0.392E+01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
2.734 724.780 270.720 0.257E+01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
3.577 651.040 265.910 0.191E+01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
4.403 584.800 260.690 0.165E+01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
5.218 525.000 255.430 0.139E+01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
6.007 471.860 250.450 0.101E+01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
6.785 423.850 245.650 0.508E+00 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
7.548 380.730 240.990 0.214E+00 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
8.297 341.990 236.520 0.160E+00 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
9.032 307.200 232.040 0.106E+00 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
9.755 275.950 229.030 0.767E-01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
10.468 247.900 226.330 0.556E-01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
11.172 222.650 222.190 0.403E-01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
11.862 200.000 218.050 0.292E-01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
13.191 161.990 213.510 0.155E-01 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
14.496 131.200 210.020 0.824E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
15.786 106.270 209.050 0.438E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
17.072 86.070 208.440 0.233E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
18.355 69.710 207.980 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
19.642 56.460 209.870 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
20.943 45.730 212.400 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
22.259 37.040 214.790 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
24.801 24.790 218.550 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
27.372 16.600 220.160 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
29.969 11.110 222.480 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
32.653 7.430 233.980 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
35.460 4.980 246.180 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
38.422 3.330 257.600 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
41.470 2.230 262.570 0.200E-02 0.252E-28 0.000E+00AAC222222222222
700.000 0.000 180.000
715 1250 1 2
0

```

FIGURA 3.1 Ejemplo del formato MODTRAN para un radiosondeo extraído de la base TIGR correspondiente a una atmósfera de latitudes medias de verano con una temperatura de superficie de 285.2 K y un contenido en vapor de agua de 1.6 g/cm².

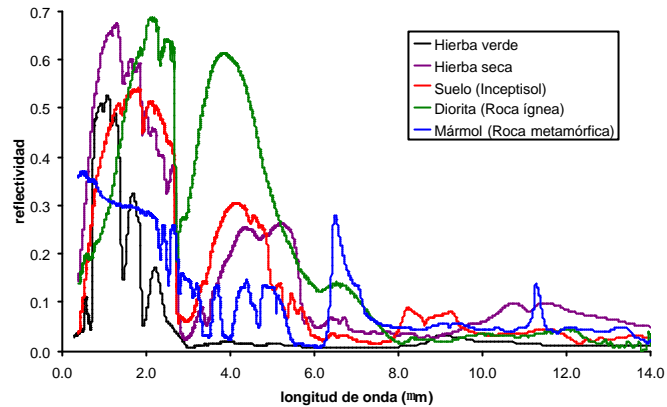
3.2.3 Espectros de emisividad

Para completar la simulación y poder utilizar la ecuación de transferencia radiativa para reproducir el valor que mediría el sensor son necesarios valores de emisividad para una determinada superficie. Por ello, también se incluyen en la simulación una serie de espectros de emisividad extraídos de la librería espectral de ASTER (Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection radiometer), disponible en la siguiente dirección web: <http://speclib.jpl.nasa.gov>. La librería espectral de ASTER está formada por tres librerías espectrales correspondientes a los centros: JHU (Johns Hopkins University), JPL (Jet Propulsion Laboratory) y USGS-Reston (United States Geological Survey). La librería contiene cerca de 2000 espectros correspondientes tanto a superficies naturales como a superficies artificiales (creadas por el hombre). En nuestro caso consideraremos únicamente los espectros correspondientes a las superficies naturales, y que se resumen en la Tabla 3.2.

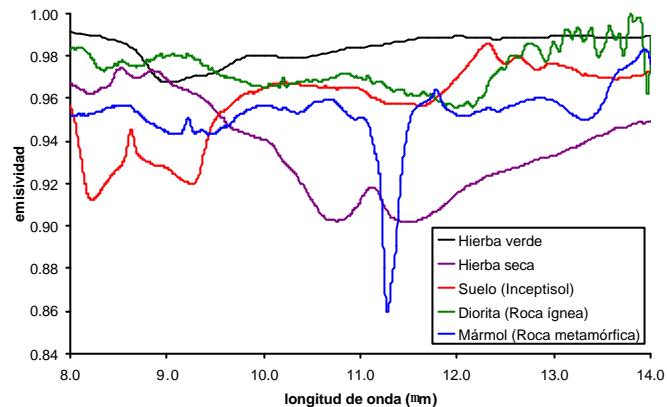
TABLA 3.2 Espectros de emisividad utilizados en la simulación (extraídos de la librería espectral de ASTER).

CLASE	SUBCLASE	Nº DE ESPECTROS
ROCAS	Ígneas	100
	Metamórficas	76
	Sedimentarias	68
SUELOS	Alfisol	9
	Aridisol	14
	Entisol	10
	Inceptisol	7
	Mollisol	9
VEGETACIÓN	-	4
AGUA-NIEVE-HIELO	Agua de mar	1
	Hielo	1
		Total: 299

Estos espectros vienen dados en términos de reflectividades en tantos por cien. Para obtener emisividades se hace uso de la ley de Kirchhoff (ver Apéndice B), es decir, $\epsilon = 1 - 0.01\rho(\%)$. Al igual que en el caso anterior, para obtener valores representativos de un determinado sensor habrá que considerar el correspondiente valor efectivo tal y como se explicará en el capítulo siguiente. En la Figura 3.2 se muestran a modo de ejemplo los espectros de reflectividad (para todo el rango espectral) y de emisividad (en la región térmica de 8-14 μm) para algunas muestras naturales.



(a)



(b)

FIGURA 3.2 Valores de a) reflectividad y b) emisividad para cinco muestras correspondientes a hierba verde, hierba seca, suelo (85P3707), diorita y mármol extraídos de la librería espectral de ASTER.

3.2.4 Minimizaciones

Una vez obtenidos los parámetros atmosféricos y los valores de emisividad según lo descrito anteriormente, es posible obtener la radiancia que mediría el sensor a partir de la Ecuación (1.48) y, mediante la ley de Planck (ver Apéndice A), obtener las temperaturas radiométricas o de brillo para cada canal considerado. Considerando por ejemplo la forma matemática de los algoritmos split-window que se mostrarán en el capítulo 4, es posible construir una tabla de valores siendo la variable dependiente la T_s y las variables independientes las temperaturas de brillo y las emisividades para los canales considerados, así como el vapor de agua extraído directamente de los radiosondeos. De esta forma es posible realizar un ajuste estadístico que nos devuelva los coeficientes correspondientes y otros datos de interés, como la desviación estándar o error en la estimación y el coeficiente de correlación. Los ajustes han sido realizados utilizando indistintamente 3 procedimientos:

1) Hoja de cálculo Excel: los ajustes se han realizado en este caso mediante la opción *ESTIMACION.LINEAL*, para la cual se necesita una columna con la variable dependiente y una columna (en el caso de una variable) o matriz (en el caso de varias variables) como datos de entrada. Los ajustes son realizados mediante el método de mínimos cuadrados.

2) lenguaje de programación IDL: el lenguaje informático IDL (Interactive Data Language) permite la realización de ajustes lineales a través de la función *REGRESS*, que es una rutina incluida en la librería de IDL (el código puede encontrarse en el archivo *regress.pro*).

3) programa MATLAB: este programa permite realizar ajustes o minimizaciones mediante el método de Levenberg-Marquardt, que es una modificación del algoritmo de Gauss-Newton para minimizaciones no lineales y es un método eficiente y robusto.

En algunas ocasiones las minimizaciones se han realizado simultáneamente mediante los tres procedimientos señalados. En ninguno de los casos se han encontrado diferencias significativas en los resultados obtenidos.

3.3 CAMPAÑAS DE CAMPO

A pesar de las ventajas que presenta la realización de medidas (adquisición de imágenes o datos) mediante técnicas de teledetección, la presencia *in situ* del personal investigador es de una gran importancia. Sólo así es posible observar las dificultades relacionadas con la representatividad de las medidas realizadas desde satélite. Así mismo, la toma de medidas *in situ* es fundamental para poder validar los resultados obtenidos a partir de las imágenes de satélite. En este apartado se describirán las zonas de medida y las campañas de campo realizadas con el fin de validar los algoritmos y métodos propuestos en este trabajo. El procedimiento y los métodos utilizados para obtener las medidas de campo (en concreto emisividad y temperatura de la superficie terrestre) se describirán con más detalle en el apartado 3.4 de este mismo capítulo.

3.3.1 La zona agrícola de Barrax

La zona de Barrax (39° 30' N, 2° 6' W) se encuentra situada en el área de La Mancha, una meseta situada a 700 metros por encima del nivel del mar, al oeste de la provincia de Albacete y a 28 km de distancia de la capital. Esta zona fue seleccionada originalmente debido a su morfología llana, minimizando por lo tanto los efectos de la topografía, y a la presencia de extensas y uniformes parcelas de cultivo, propicias para la validación de sensores de alta o moderada resolución (Moreno et al., 2001). Aunque el área viene utilizándose para la investigación agrícola desde hace muchos años, las actividades principales relacionadas con la teledetección comenzaron cuando este área fue seleccionada como zona de test para el experimento EFEDA (European International Project on Climatic and Hydrological Interactions between Vegetation, Atmosphere and Land Surface, Field Experiment in Desertification Threatened Areas), que tuvo lugar en 1991 y fue financiado por la Unión Europea. Desde entonces han sido numerosas las campañas realizadas en el marco de distintos proyectos Europeos, como las

campanías DAISEX (Digital Airborne Imaging Spectrometer EXperiment) que tuvieron lugar en 1998, 1999 y 2000 o las recientes campañas SPARC (Spectra Barrax Campaign) durante el 2003 y el 2004 y enmarcadas dentro del proyecto SPECTRA (Surface Processes and Ecosystem Changes Through Response Analysis), ambas financiadas por la ESA (European Space Agency).

Por lo que respecta a las propiedades geomorfológicas y climáticas de Barrax, la zona es prácticamente llana en su totalidad (sin cambios de elevación mayores a los 2 metros a lo largo de toda el área). Existen diversos acuíferos de formación geológica (Holoceno, Mioceno, Cretácico y Jurásico) que parecen estar conectados y formar una zona regional de agua subterránea. El clima es de tipo Mediterráneo, con lluvias fuertes en primavera y otoño y débiles en verano, y presenta un alto nivel de continentalidad, con cambios bruscos entre los meses fríos y calurosos y altas oscilaciones térmicas entre las temperaturas diarias máximas y mínimas. Los suelos presentes en la zona de Barrax pertenecen a los Inceptisoils en términos de taxonomía de suelos. Poseen una textura fina y tienen un alto grado de compactidad bajos condiciones de sequía. La principal limitación que presentan los suelo con respecto a su productividad es la pequeña profundidad real, debido a la presencia de un horizonte petrocálcico con grandes cantidades de piedras calizas. Los principales cultivos en el área de 10000 ha son aproximadamente: 65% tierra de secano (de la cual un 67% son cereales de invierno y 33% barbecho) y 35% tierra de regadío (75% de maíz, 15% de cebada y/o girasoles, 5% de alfalfa, 3% de cebollas y 2% de vegetales).

A todas estas características de la zona de Barrax, hay que añadir la presencia de tres estaciones meteorológicas controladas por la Escuela Técnica Superior de Ingenieros Agrónomos de la Universidad de Castilla La Mancha: una estación anclada (39° 02' 31'' N; 2° 04' 55'' W) y otra con lisímetro (39° 03' 30'' N; 2° 05' 24'' W) situadas dentro del perímetro de las Tiesas y la estación de Blancares (39° 06' 45'' N; 2° 06' 40'' W). En la Figura 3.3 se muestra una fotografía de una parte de la zona de Barrax.



FIGURA 3.3 Fotografía de la zona de Barrax.

3.3.2 La zona de olivos de Córdoba

El campo de olivos se encuentra situado en una región llana y uniforme de 4 ha de extensión, perteneciente al centro de investigación agrícola CIFA Alameda del Obispo, en Córdoba (37.5° N, 4.8° W, altitud 110 m). El clima de la zona es típicamente Mediterráneo, con un promedio aproximado de 600 mm de lluvia, concentrada principalmente entre otoño y primavera, y una evapotranspiración de referencia anual promedio de 1390 mm. El campo fue cultivado en 1997 con olivos del tipo “Arbequino”. La vegetación de los alrededores está compuesta por cultivos herbáceos (cebada, trigo y algodón) y barbecho. La zona se somete a distintos tipos de riego con el fin de realizar estudios sobre evapotranspiración y estrés hídrico. El suelo está clasificado como *Typic Xerofluvent* con textura arenosa, con un límite de drenaje superior para el contenido en agua del suelo de $0.23 \text{ m}^3\text{m}^{-3}$ y un límite inferior de $0.07 \text{ m}^3\text{m}^{-3}$ (Testi et al., 2004). La Figura 3.4 muestra una parte de la zona correspondiente al campo de olivos distribuidos en hileras, donde se puede observar distintos sensores térmicos colocados en mástiles. Las medidas realizadas

han sido realizadas gracias a la colaboración con el Dr. Pablo Zarco-Tejada, responsable de un proyecto dedicado al estudio del estrés hídrico de los olivos de la zona.



FIGURA 3.4 Campo de olivos situado en la zona agrícola experimental de Córdoba. Los mástiles contienen sensores térmicos para un registro continuo de valores de temperatura.

3.3.3 La experiencia DAISEX

La experiencia DAISEX (Digital Airborne Imaging Spectrometer Experiment) está formada por un conjunto de campañas de campo financiadas por la ESA, en el marco de su Programa Preparatorio de Observación de la Tierra. Durante estas campañas se han llevado a cabo numerosas medidas de campo así como distintos vuelos de avión con varios sensores, entre ellos el sensor DAIS (Digital Airborne Imaging Spectrometer), utilizado en este trabajo y que será descrito posteriormente.

Las campañas DAISEX fueron concebidas con el objetivo principal de comprobar la posibilidad de obtener variables geo-biofísicas a partir de los datos procedentes de las imágenes de los sensores, a través de la comparación entre los parámetros o variables de la superficie obtenidos a partir de las medidas de dichos sensores y las mismas magnitudes obtenidas a partir de las medidas realizadas *in situ* sobre la superficie considerada. En total, se han llevado a cabo tres campañas de campo, DAISEX-98, DAISEX-99 y DAISEX-00, realizadas durante los años 1998, 1999 y 2000 respectivamente y en su mayor parte localizadas en la zona de Barrax. Una amplia información acerca de las campañas DAISEX y de las medidas realizadas puede encontrarse en la publicación de la ESA SP-499 (2001), que recoge los resultados finales obtenidos en dichas campañas.

3.3.4 La misión SPECTRA y las campañas SPARC

El programa *Living Planet* de la ESA incluye dos tipos de misiones complementarias: las misiones de Exploración de la Tierra (Earth Explorer missions) orientadas a la investigación y las misiones de Observación de la Tierra (Earth Watch missions) orientadas a servicios operacionales. Estas misiones están implementadas a través de los programas EOEP (Earth Observation Envelope Programme) y de Observación de la Tierra, donde las misiones de Exploración de la Tierra están completamente cubiertas por el EOEP.

Las misiones de Exploración de la Tierra se dividen en dos clases, las *Core*, que son misiones grandes dirigidas a temas complejos de amplio interés científico, y las *Opportunity*, que son misiones más pequeñas en términos de coste para la ESA y dirigidas a temas más limitados. Ambos tipos de misiones están dirigidas a los objetivos científicos establecidos en el documento del programa *Living Planet* (ESA SP-1227, 1998), el cual describe los planes de la estrategia de la ESA para la Observación de la Tierra desde el año 2000 en adelante. Todas las misiones de Exploración de la Tierra son propuestas, definidas, evaluadas y recomendadas por la comunidad científica.

A partir de una convocatoria para ideas de misiones *Core* en el 2000 y las posterior selección de cinco de las diez propuestas para un estudio previo, tres de las candidatas, EathCARE (Earth Clouds, Aerosols and Radiation Explorer),

SPECTRA (Surface Processes and Ecosystem Changes Through Response Analysis) y WALES (Water Vapour Lidar Experiment in Space) resultaron elegidas para un estudio de viabilidad en Noviembre de 2001. Otras tres candidatas a misiones *Opportunity* fueron también seleccionadas para un estudio de viabilidad: ACE+ (Atmosphere and Climate Explorer), EGPM (European Contribution to Global Precipitation Measurement) y SWARM (The Earth's Magnetic Field and Environment Explorers). Los estudios de Fase A para las seis misiones finalizaron a principios del año 2004. Las misiones *Core* candidatas finalmente para pasar a Fase B son SPECTRA y EarthCARE, decisión que se conocerá a finales del año 2004. Por lo que respecta a las misiones *Opportunity*, ha sido SWARM la seleccionada para pasar a Fase B.

Una parte del interés del trabajo aquí presentado va dirigido a la misión SPECTRA, que tiene por objetivo proporcionar observaciones detalladas de nuestro planeta para ayudarnos a entender la componente terrestre del ciclo del carbono (ESA SP-1279, 2004). El interés del ciclo del carbono estriba en el significativo aumento que ha sufrido las emisiones de CO₂ durante el último siglo debido a los combustibles fósiles y el cambio en los usos del suelo y las consecuencias climáticas que puede tener este aumento. Durante los últimos 420000 años o probablemente durante un periodo de tiempo mayor (Petit et al., 1999; Prentice et al., 2001), no se han observado tasas de crecimiento similares a los actuales en la concentración atmosférica de CO₂. Todo apunta a que las emisiones antropogénicas de gases de efectos invernadero han comenzado ya a alterar el clima de la Tierra (IPCC, 2001). La estabilización a largo plazo de los niveles de CO₂ en la atmósfera es, por tanto, uno de los mayores retos de la humanidad, y uno de los objetivos políticos más importantes reconocido por las Naciones Unidas a través del UNFCCC (United Nations Framework Convention on Climate Change).

La misión SPECTRA está concebida como un único satélite que llevará a bordo un instrumento que será capaz de observar un mismo punto de la superficie terrestre desde diferentes ángulos para poder analizar la reflectividad direccional y la emisión térmica del suelo y la vegetación. SPECTRA se centrará en la obtención sistemática de datos sobre una serie de regiones representativas de la mayor parte de los biomas terrestres, como bosques boreales, bosques tropicales y sabana entre

otros. Estos datos ayudarán a derivar medidas de importantes propiedades de las plantas, como clorofila y contenido en agua, temperatura y área foliar. Esta información puede ser utilizada en modelos de gran escala para un asesoramiento preciso del papel presente y futuro que juega la vegetación dentro del ciclo global del carbono. Una de las propiedades más importantes de la misión es la posibilidad de adquirir datos direccionales en el infrarrojo térmico en dos bandas situadas en la región espectral 10.5-12.5 μm . Esta característica es particularmente importante, ya que proporciona una oportunidad única para distinguir y separar entre las temperaturas del suelo y de la cobertura vegetal. En la Tabla 3.3 se muestran algunos de los requerimientos propuestos para la misión SPECTRA.

Dentro del marco de la misión SPECTRA se han reunido una serie de actividades realizadas en la zona de Barrax y en principio concebidas de forma independiente, como por ejemplo :

- Actividades de campo en el marco del proyecto de la Unión Europea DEMETER.
- Estudios de MERIS/ASAR dentro de un proyecto ENVISAT.
- Actividades de validación para MERIS dentro de otro proyecto de la ESA.
- Adquisiciones y análisis de datos CHRIS/PROBA.
- Actividades de validación MSG/SEVIRI bajo financiación de EUMETSAT LSA SAF.
- Actividades del proyecto VALERI.
- Estudios para modelización y validación de la fluorescencia de la vegetación.

Todas estas actividades junto con otras paralelas y junto con estudios específicos para SPECTRA fueron finalmente reunidas bajo una campaña formal financiada por la ESA, dando lugar a las campañas SPARC (SPECTRA Barrax Campaign), realizadas en la zona de Barrax en los años 2003 y 2004. Durante estas campañas se han realizado numerosas medidas por varios grupos de investigación tanto nacionales como internacionales (LAI, fracción de cobertura vegetal, clorofila, propiedades estructurales de la vegetación, aerosoles, radiosondeos atmosféricos, temperatura y emisividad, etc.) formando una amplia base datos disponibles para estudios relacionados con SPECTRA. Para una mayor

información acerca de las campañas SPARC se puede consultar la página web <http://gpds.uv.es/sparc>.

TABLA 3.3 Resumen de las características técnicas requeridas para la misión SPECTRA.

Dimensión	Parámetro de la Misión	Valor
Espacial	Tamaño de la escena	50x50 km ²
	Muestreo espacial	50-100 m
	Precisión de registro	Mejor que 0.2 píxeles entre bandas, direcciones y fechas
	Cobertura espacial	Adquisición rutinaria de 50 a 100 zonas globalmente distribuidas
Temporal	Frecuencia de visita	2-3 días
	Hora de paso	Minimizar nubes, maximizar iluminación; observaciones térmicas en la región térmica
	Duración del ciclo direccional	Adquisición para los 7 ángulos de observación inferior a 10 minutos
Espectral	Cobertura espectral	400-2400 nm (solar) 10.5-12.5 μm (térmico)
	Resolución espectral	10 nm (solar); 0.5 μm (térmico)
	Calibración espectral	Mejor que 0.5 nm (solar) Mejor que 0.1 μm (térmico)
Direccional	BRDF, Muestreo BTDF	7 ángulos en el rango ±60° lo más cercanos posibles al plano principal (evitar hot-spot)
Radiométrica	Precisión radiométrica	Solar: dependencia espectral (NEdL < 0.1 Wm ⁻² sr ⁻¹ nm ⁻¹ en todos los casos) Térmico: precisión relativa 0.1 K, absoluta de 1 K a 300 K
	Rango	Solar: dependencia espectral Térmico: 240-345 K

3.3.5 El proyecto EAGLE

EAGLE (Exploitation of AnGular effects in Land surface observations from satellites) es un nuevo proyecto financiado por la Unión Europea dentro del Sexto Programa Marco.

Hoy en día existe una nueva generación de sensores a bordo de distintos satélites capaces de realizar observaciones multiangulares globales, como por ejemplo los sensores AATSR/ENVISAT y ATSR2/ERS que trabajan dentro de la región del infrarrojo térmico. Los estudios realizados a partir de sensores con un campo de visión amplio, como el AVHRR/NOAA, a menudo han obviado la dependencia angular de la radiación reflejada y emitida. Con la nueva generación de sensores es posible conseguir nuevas y mejores aproximaciones cuantitativas en la precisión de los resultados.

El principal objetivo del proyecto EAGLE es crear fuertes interfaces con la comunidad de usuarios y con los servicios de producción operacional para implementarlos en Europa dentro del marco GMES, contribuyendo de esta forma al establecimiento de una Capacidad Europea para el seguimiento global del medio ambiente. El proyecto está coordinado por la Unidad de Cambio Global de la Universitat de València, y forman parte de él los grupos de ALTERRA y NLR de Holanda y ULP de Francia. La duración prevista del proyecto es de Febrero de 2004 hasta Enero de 2007. La página web del proyecto puede consultarse en <http://www.uv.es/ucg/eagle>.

Dentro del marco de este proyecto y coincidiendo con la campaña SPARC de 2004 se han realizado también distintas medidas térmicas tanto de temperatura como de emisividad.

3.4 MEDIDAS DE CAMPO

Como se ha señalado anteriormente, uno de los objetivos principales de las campañas de campo es la obtención de valores medidos *in situ*, que posteriormente pueden utilizarse tanto para validar los modelos propuestos como para validar los

datos medidos por los distintos sensores a bordo de satélites o de aviones. En nuestro caso la validación está enfocada a los productos de temperatura y emisividad de la superficie terrestre obtenidos a partir de imágenes de satélite. Por esta razón en este apartado se describirán los instrumentos y la metodología seguida para obtener valores de temperatura y emisividad a partir de medidas de campo realizadas con radiómetros térmicos.

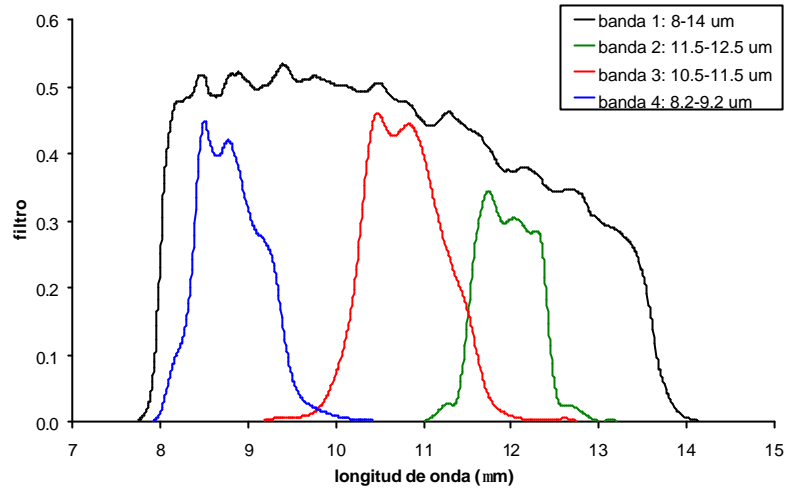
3.4.1 Instrumentación

La instrumentación disponible para realizar las medidas de campo se compone de 6 radiómetros térmicos, dos de ellos multibanda (CIMEL CE 312-1 y CIMEL CE 312-2 ASTER) y 4 de banda ancha (2 RAYTEK THERMALERT MID, 1 RAYTEK ST8 y 1 EVEREST 3000.4ZLC). Además los radiómetros térmicos, se han utilizado materiales adicionales, como dos fuentes de calibrado modelo EVEREST 1000 y modelo GALAI 204-P (propiedad de la Universidad Louis Pasteur de Estrasburgo), termopares tipo K, dataloggers para almacenamiento de datos, mástiles para colocar los radiómetros y un sistema goniométrico para medidas angulares.

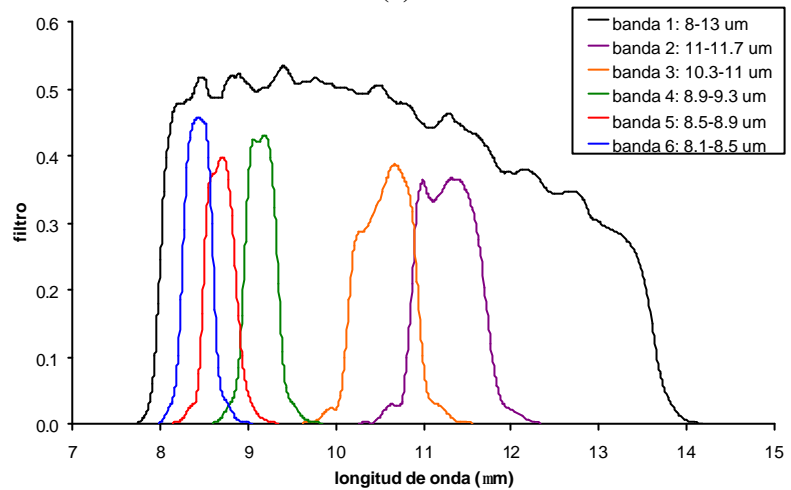
Las principales características de los radiómetros utilizados se describen a continuación:

Radiómetros CIMEL: el modelo CE 312-1 es un radiómetro térmico que mide radiancias y con dos componentes principales, una cabeza óptica que contiene el detector y la óptica asociada, y una unidad electrónica que consiste fundamentalmente en un datalogger con distintas funciones que permite la transferencia de datos a un PC. El detector posee un filtro de banda ancha en la región 8-13 μm y tres filtros estrechos, 8.2-9.2 μm , 10.5-11.5 μm y 11.5-12.5 μm . Se le puede añadir además una sonda externa de temperatura, conectada a la unidad de control. El rango de temperaturas que es capaz de medir se encuentra entre -80 y +50 °C, mientras que el rango de temperatura ambiente que es capaz de soportar se encuentra entre -20 y +50 °C. La resolución es de 8 mK para la banda ancha y 50 mK para las otras bandas (a 20 °C). El tiempo de respuesta es de 1 segundo y el campo de visión de 10°. El modelo CE 312-2 ASTER posee las mismas características que el anterior, pero con la diferencia de poseer un total de 5 bandas

estrechas (además de la banda ancha) aproximadamente coincidentes con las 5 bandas térmicas del sensor ASTER, 8.1-8.5 μm , 8.5-8.9 μm , 8.9-9.3 μm , 10.3-11 μm y 11-11.7 μm . La Figura 3.5 muestra los filtros correspondientes a los dos modelos CIMEL.



(a)



(b)

FIGURA 3.5 Filtros correspondientes al radiómetro a) CIMEL CE 312-1 y b) CIMEL CE 312-2 ASTER.

Radiómetros RAYTEK Thermalert MID: este modelo se compone de un sensor infrarrojo con una única banda en el rango 8-14 μm , con un campo de visión de 20 grados y con la posibilidad de ajustar el valor de emisividad. Es capaz de medir temperaturas superiores a los 600 $^{\circ}\text{C}$ y posee una sensibilidad de 0.1 K y una precisión de 0.5 K. La Figura 3.6 muestra el filtro correspondiente a este sensor.

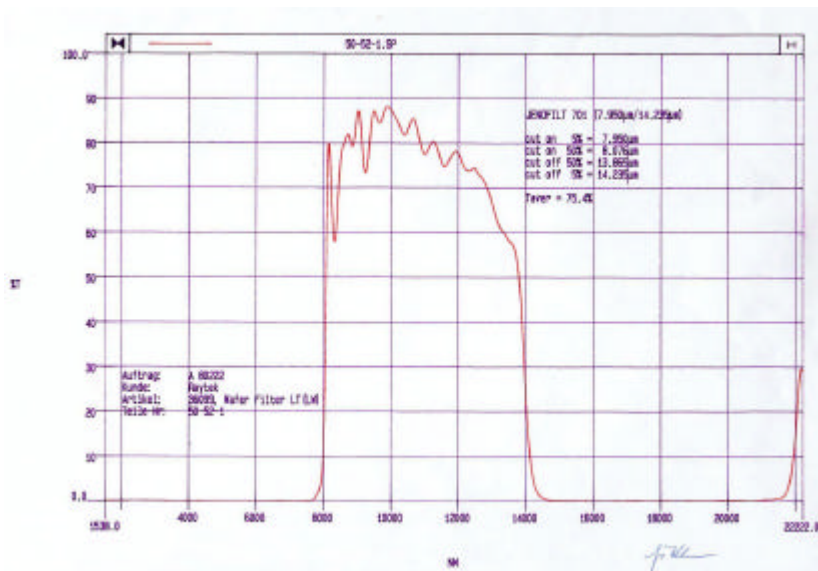


FIGURA 3.6 Filtro correspondiente al radiómetro RAYTEK Thermalert MID.

Radiómetro EVEREST 3000.4ZLC: posee una única banda en la región 8-14 μm y transforma la radiación térmica recibida en un señal eléctrica. Con un proceso de calibración adecuado, la señal eléctrica se puede convertir a una señal en términos de temperatura. El rango de temperaturas que es capaz de medir se encuentra entre -40 y 100 $^{\circ}\text{C}$, con una resolución de 0.1 K, una precisión de 0.5 K y una repetitividad de 0.1 K. Su campo de visión es de 4 $^{\circ}$. La señal de salida viene dada en mV (10 mV/ $^{\circ}$) y necesita de una alimentación de entre 5 y 26 V DC.

Radiómetro RAYTEK ST8: este radiómetro es de los llamados de pistola, y también posee una única banda en la región 8-14 μm , con un ángulo de visión de 8° y con la posibilidad de ajustar el valor de emisividad. Puede medir temperaturas superiores a los 100°C y su sensibilidad y precisión es de 0.1 y 0.5 K, respectivamente. Tiene un rayo láser que permite localizar exactamente la muestra medida.

En la Tabla 3.4 se resumen las principales características de los radiómetros utilizados, mientras que en la Figura 3.7 se muestran algunas fotografías de los instrumentos.

TABLA 3.4 Características principales de los radiómetros térmicos.

MODELO	BANDAS	RANGO	PRECISIÓN	VISIÓN
CIMEL 312-1	8-13 μm	-80 a 60°C	0.1 $^\circ\text{C}$	10°
	8.2-9.2 μm			
	10.3-11.3 μm			
	11.5-12.5 μm			
CIMEL 312-2	8-13 μm	-80 a 60°C	0.1 $^\circ\text{C}$	10°
	11-11.7 μm			
	10.3-11 μm			
	8.9-9.3 μm			
	8.5-8.9 μm			
	8.1-8.5 μm			
EVEREST 3000	8-14 μm	-40 a 100°C	0.5 $^\circ\text{C}$	4°
RAYTEK ST8	8-14 μm	-30 a 100°C	0.5 $^\circ\text{C}$	8°
RAYTEK MID	8-14 μm	-40 a 600°C	0.5 $^\circ\text{C}$	20°

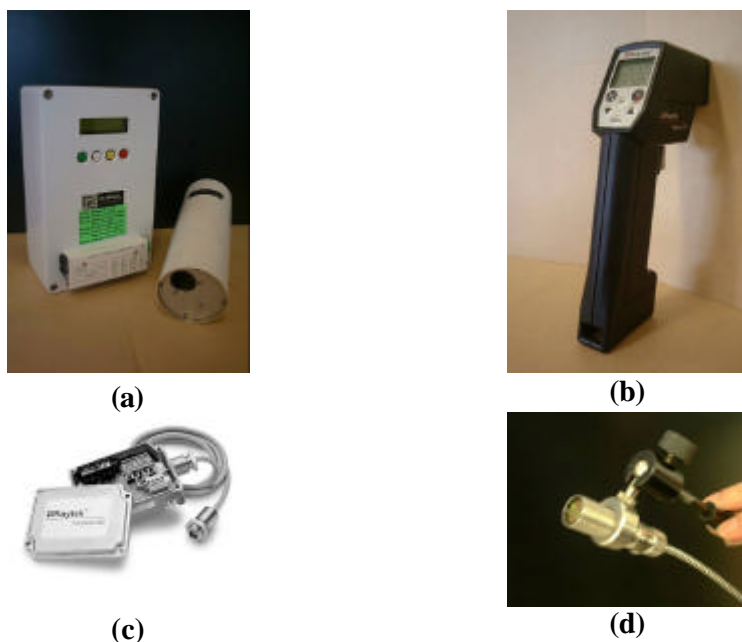


FIGURA 3.7 Radiómetros térmicos a) CIMEL CE 312-1, b) RAYTEK ST8, c) RAYTEK Thermalert MID y d) EVEREST 1000.4ZLC.

3.4.2 Estimación de la emisividad: método de la caja

La medida de la emisividad de las superficies naturales es en general difícil de realizar, ya que la radiancia medida por un determinado radiómetro es el resultado de una doble contribución: la propia emisión de la superficie y la correspondiente reflexión de la radiancia atmosférica descendente y de los alrededores. Un posible solución a este problema consiste en aislar la muestra de la radiancia ambiental (atmosférica descendente y de los alrededores). Esto se puede realizar con el llamado método de la caja, propuesto originalmente por Buettner y Kern (1965), modificado por Dana (1969) y adaptado para poder utilizar en medidas de campo por Sobrino y Caselles (1989). Para ello se sitúa sobre la muestra una superficie cerrada y lambertiana típicamente en forma de caja rectangular, eliminando de esta forma la contribución no deseada.

Si suponemos que las paredes laterales interiores de la caja son perfectamente reflectantes y lambertianas y consideramos que el techo y el fondo de la misma son dos planos paralelos infinitos, la radiancia medida por el sensor (L_s) vendrá dada por:

$$L_s = \varepsilon_s B(T_s) + (1 - \varepsilon_s)L_t \quad (3.1)$$

donde ε_s es la emisividad de la muestra, T_s su temperatura y L_t la radiancia que proviene del techo y donde la dependencia espectral de las magnitudes se ha omitido por simplicidad en la notación. Análogamente, para el techo tendremos:

$$L_t = \varepsilon_t B(T_t) + (1 - \varepsilon_t)L_s \quad (3.2)$$

siendo en este caso ε_t la emisividad del techo, T_t su temperatura y L_s la radiancia que proviene de la superficie o muestra. Si sustituimos ahora la expresión para L_t dada por la Ecuación (3.2) en la Ecuación (3.1) y aplicamos la expresión resultante a dos techos distintos (t_1 y t_2) obtendremos el siguiente sistema de dos ecuaciones:

$$L_s^1 = \mathbf{e}_s B(T_s) + (1 - \mathbf{e}_s) \left[\mathbf{e}_{t_1} B(T_{t_1}) + (1 - \mathbf{e}_{t_1}) L_s^1 \right] \quad (3.3)$$

$$L_s^2 = \mathbf{e}_s B(T_s) + (1 - \mathbf{e}_s) \left[\mathbf{e}_{t_2} B(T_{t_2}) + (1 - \mathbf{e}_{t_2}) L_s^2 \right] \quad (3.4)$$

Restando ambas ecuaciones y despejando ε_s se obtiene finalmente la expresión dada por Buettner y Kern (1965):

$$\mathbf{e}_s = 1 - \frac{L_s^1 - L_s^2}{\mathbf{e}_{t_1} B(T_{t_1}) - \mathbf{e}_{t_2} B(T_{t_2}) + (1 - \mathbf{e}_{t_1}) L_s^1 - (1 - \mathbf{e}_{t_2}) L_s^2} \quad (3.5)$$

De esta forma se consigue eliminar la dependencia en T_s , que es un parámetro difícil de medir en campo si un conocimiento *a priori* de la emisividad.

Si consideramos un caso ideal en el que la emisividad del techo t_1 coincida con la unidad (cuerpo negro) y la del techo t_2 sea igual a cero (reflector perfecto), entonces la Ecuación (3.5) se simplifica de forma considerable:

$$e_s = \frac{L_{t1} - L_s^1}{L_{t1} - L_s^2} \quad (3.6)$$

donde se ha considerado que al ser $\epsilon_{t1} = 1$ entonces $L_{t1} = B(T_{t1})$. Teniendo en cuenta la relación potencial existente entre radiancia y temperatura, $L \propto T^b$ (Slater, 1980), la Ecuación (3.6) también puede escribirse en términos de temperatura radiométrica:

$$e_s = \frac{(T_{t1})^b - (T_s^1)^b}{(T_{t1})^b - (T_s^2)^b} \quad (3.7)$$

donde b es un parámetro que dependerá del canal utilizado para realizar las medidas.

Una aproximación al caso ideal considerado puede conseguirse por ejemplo mediante un techo o tapa construida con un material lo más reflectante posible ($\epsilon_{t2} \approx 0$) y mediante una tapa recubierta de una capa de pintura térmica negra ($\epsilon_{t1} \approx 1$). Ambas tapas deberán de tener el correspondiente hueco para colocar el radiómetro. Como la realización de las medidas de emisividad a partir de la Ecuación (3.6) o (3.7) requiere que la temperatura de la tapa emisora sea más elevada que la de la muestra, la tapa negra deberá de poder calentarse de alguna forma. Buettner y Kern (1965) resuelven esta situación por medio de canales de agua caliente que fluyen en el techo emisor. En nuestro caso, siguiendo a Nerry et al. (1990a, 1990b), se ha utilizado un tapa negra (emisora) con un sistema de resistencias calefactores que permiten alcanzar un temperatura para la tapa superior a los 100 °C. La tapa negra está rellena en su interior con arena para conseguir una temperatura lo más uniforme posible a lo largo de toda su superficie. Además, posee tres sensores de temperatura colocados en distintos puntos de la tapa con una conexión a un polímetro que permite la lectura continua de los valores de dicha temperatura. El sistema utilizado puede observarse en la Figura 3.8, en la que se muestra la caja con el techo reflector y la tapa negra.

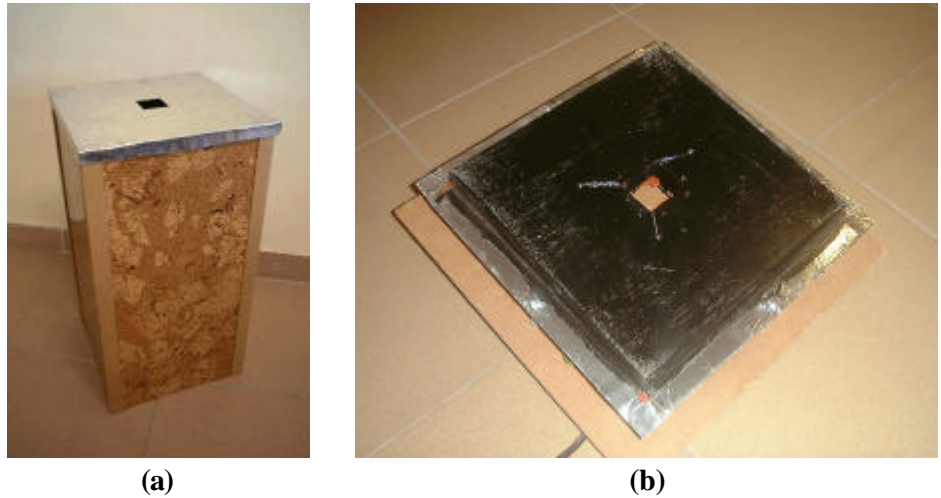


FIGURA 3.8 Montaje utilizado para la medida de emisividades con el método de la caja: a) caja con techo reflector y b) tapa negra emisora y calefactora.

La experiencia muestra que la reproductibilidad de las medidas es mejor que el 1% siempre que la diferencia entre la temperatura del techo emisor y el reflector sea de unos 20 grados. Las medidas deben de realizarse en intervalos de tiempo lo más cortos posibles, ya que en teoría las cantidades involucradas en la Ecuación (3.6) o (3.7) deben ser medidas simultáneamente. La secuencia a seguir para realizar las medidas de emisividad con el método de la caja aquí descrito es la siguiente: se realiza la medida con la tapa reflectante (L_s^2 o T_s^2), después la medida con la tapa emisora (L_s^1 o T_s^1) y finalmente la temperatura de la tapa (T_{t1}). Como se ha comentado anteriormente, estas tres medidas deben realizarse con la mayor rapidez posible. Se puede demostrar que para unos valores de $T_{t1} = 300$ K, $T_s^1 = 280$ K y $b = 4.34$ (valor típico para la banda 8-14 μm) el error de emisividad viene dado por (Sobrino y Caselles, 1989):

$$\Delta e \approx 0.06\Delta T \quad (3.8)$$

donde ΔT representa la indeterminación en la temperatura. Así, para un radiómetro con una precisión de 0.1 K el error en emisividad será de 0.006, lo que es suficiente

para la mayoría de las aplicaciones agronómicas. Sin embargo, para un radiómetro con una precisión de 0.5 K, el error asciende a 0.03, lo que representa un valor excesivamente alto.

Hay que señalar que en el caso real tanto las paredes de la caja como el techo reflector no se comportan totalmente como reflectores perfectos, de la misma forma que la tapa negra no es un emisor perfecto. Además, los cálculos mostrados en este apartado se han realizado considerando planos infinitos, lo cual tampoco se corresponde con la realidad. Todos estos factores introducen una serie de errores en la medida de la emisividad, que suelen ser tenidos en cuenta mediante la inclusión de un factor corrector $\delta\epsilon$, de forma que la emisividad en viene dada por $\epsilon + \delta\epsilon$. Un análisis de esta corrección puede encontrarse en Rubio et al. (1997, 2003). Sin embargo, la precisión con la que puede obtenerse la emisividad a partir de medidas de campo (entre el 0.6% en el mejor de los casos y del 3% en el peor) no mejora sustancialmente con la inclusión de este factor, ya que el error experimental de la medida supera significativamente al posible error asociado con el comportamiento no ideal de los materiales empleados.

3.4.3 Obtención de la temperatura de la superficie

La temperatura de la superficie terrestre suele obtenerse a partir de medidas de campo mediante la ecuación de transferencia radiativa. Generalmente los radiómetros se colocan a poca altura sobre la superficie para realizar las medidas, por lo que puede considerarse que la transmisividad atmosférica para la capa comprendida entre el sensor y la superficie es prácticamente la unidad, es decir, no existe absorción atmosférica significativa, siendo por lo tanto la radiancia atmosférica ascendente aproximadamente nula. Con estas aproximaciones la radiancia medida por el radiómetro (L_{rad}) vendrá dada por:

$$L_{rad} = \epsilon B(T_s) + (1 - \epsilon)L^{atm\downarrow} \quad (3.9)$$

donde ϵ es la emisividad, T_s la temperatura de la superficie terrestre y $L^{atm\downarrow}$ la radiancia atmosférica descendente y donde de nuevo se ha evitado la dependencia espectral de las magnitudes por simplicidad en la notación. Despejando la

temperatura en la Ecuación (3.9) e invirtiendo la ley de Planck (ver Apéndice A) es posible obtener finalmente:

$$T_s = \frac{c_2}{I} \left\{ \ln \left[\frac{e c_1}{I^5 (L_{rad} - (1-e)L^{atm\downarrow})} + 1 \right] \right\}^{-1} \quad (3.10)$$

Para poder obtener la T_s a partir de la Ecuación (3.10) es necesario conocer la emisividad, que puede obtenerse mediante el método descrito en el apartado anterior, y la radiancia atmosférica descendente, que puede obtenerse apuntando con el radiómetro hacia el cielo. Siendo rigurosos las medidas de cielo deberían realizarse con un ángulo de 53° , lo que da un valor representativo de toda la radiancia hemisférica según Kondratyev (1969). Para el caso de la región 8-14 mm la radiancia del cielo en nadir y a 53° se relaciona con un factor de 1.3, $L_{cielo}^{53^\circ} = 1.3L_{cielo}^{nadir}$ (Sobrino y Cuenca, 1999), lo que representa una variación del 30% entre ambas medidas. Un análisis de errores para la Ecuación (3.9) muestra que para valores de emisividad de 0.96 un error en la radiancia atmosférica descendente del 30% lleva a errores en T_s inferiores a 0.4 K, descendiendo este error conforme aumenta el valor de emisividad (Jiménez-Muñoz y Sobrino, 2004b). Por lo tanto, para la mayoría de las medidas realizadas en campo las medidas de cielo en dirección cercana al nadir suelen ser lo suficientemente precisas para obtener T_s . Por lo que respecta a la emisividad, un error del 1% conlleva un error en temperatura inferior a 0.5 K. Teniendo en cuenta estos errores y una precisión de 0.5 K para un determinado radiómetro, la suma cuadrática de errores nos lleva a una indeterminación final para T_s de 0.8 K. Este valor se reduce a 0.6 K cuando la precisión del radiómetro es de 0.1 K. Generalmente la heterogeneidad térmica de las superficies naturales suele ser igual o superior a 1 K, por lo que la precisión con la que es posible obtener T_s a partir de medidas de campo suele ser suficiente para propósitos de validación.

3.4.4 El método TES como alternativa a las medidas tradicionales

El método TES (Temperature and Emissivity Separation) permite obtener simultáneamente la emisividad y la temperatura de la superficie. Este método ha sido desarrollado por Gillespie et al. (1998) para su aplicación al sensor ASTER. Sin embargo, es posible aplicarlo también a medidas de campo, tal y como se muestra en el estudio realizado por Payan y Royer (2004). El método será explicado con detalle en el capítulo 5 (apartado 5.3), por lo que no lo volveremos a repetir en este apartado.

La aplicación del método TES a datos medidos con el radiómetro CIMEL CE 312-2 ASTER resulta directa, ya que este radiómetro posee los mismos canales térmicos que el sensor ASTER. Es posible obtener una información más detallada del espectro de emisividad, así como unos valores más precisos, realizando una combinación de los dos radiómetros CIMEL. De esta forma pasamos de obtener 5 valores espectrales de emisividad a tener un total de 8 (5 para el CIMEL 312-2 y 3 para el CIMEL 312-1), además del correspondiente valor para la banda ancha. La modificación para poder aplicar el método TES a esta combinación de 8 canales es mínima, y se explica también en el apartado 5.3 del capítulo 5.

En principio la precisión del método TES es de 0.015 para emisividad y 1.5 K para temperatura. Sin embargo, es necesaria una comparación en profundidad de los valores obtenidos mediante el método de la caja y el TES para extraer unas conclusiones acerca de cuál de los dos métodos proporciona una mayor precisión. El método TES presenta una ventaja significativa frente al método de la caja, y es que no necesita un material adicional al propio radiómetro. Para poder aplicar el método de la caja, además del montaje mostrado en la Figura 3.8 se necesita de un grupo electrógeno para proporcionar el suministro eléctrico necesario para calentar la caja, lo que convierte en muchas ocasiones en aparatoso las medidas en el campo. Otra ventaja que ofrece el método TES es la obtención de la T_s junto con las emisividades.

3.5 SENSORES E IMÁGENES

A continuación se describen los sensores e imágenes de avión y satélite utilizadas en este trabajo para aplicar los algoritmos que se presentarán en los capítulos siguientes.

3.5.1 El sensor DAIS

Como ya se ha comentado anteriormente, el sensor DAIS (Digital Airborne Imaging Spectrometer) fue transportado a bordo de un avión durante la realización de las campañas DAISEX. Este sensor posee un total de 79 bandas espectrales que recogen información de la superficie de la Tierra en el rango de 0.4-13 μm , 6 de las cuales se encuentran en la región del infrarrojo térmico y cuyas funciones filtro se muestran en la Figura 3.9. El sistema de escaneo es de tipo Kennedy, donde un espejo poligonal cúbico escanea el terreno situado debajo del campo de visión del sensor a través de una ventana abierta en la parte inferior del avión (Müller et al., 2001).

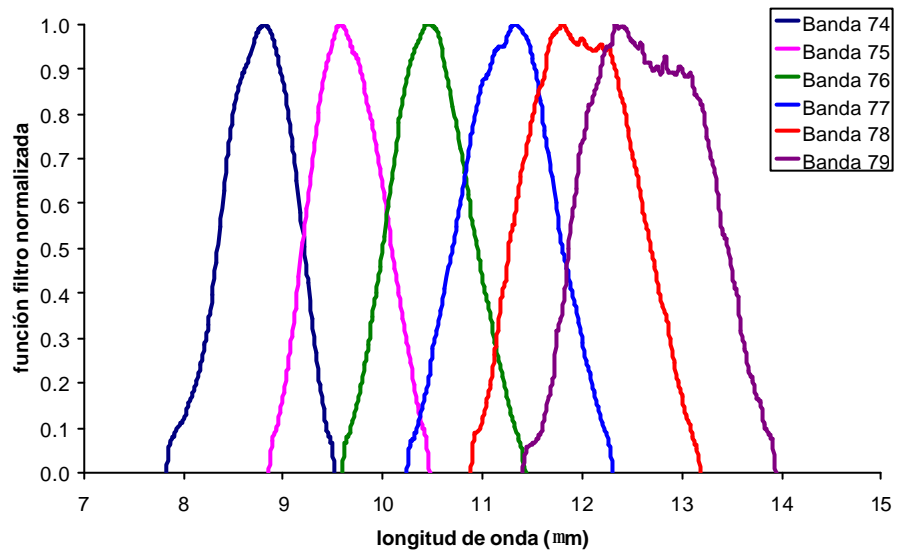


FIGURA 3.9 Funciones filtro para las 6 bandas térmicas del sensor DAIS.

El instituto alemán DLR (German Aerospace Center) ha sido el encargado del mantenimiento del sensor DAIS durante las campañas DAISEX. Este instituto nos ha proporcionado las imágenes corregidas tanto geoméricamente como atmosféricamente. Estas correcciones han sido realizadas simultáneamente con el modelo ATCOR4 (Richter, 2001). En la Tabla 3.5 se muestran las características espectrales del sensor DAIS, mientras que en la Tabla 3.6 se muestran las principales características técnicas del sensor. En la Figura 3.10 se puede observar el sensor DAIS a bordo del avión así como un esquema de su diseño.

TABLA 3.5 Características espectrales del sensor DAIS.

Longitud de onda (mm)	Nº de bandas	Ancho de banda (mm)
0.4-1.0	32	15-30
1.5-1.8	8	45
2.0-2.5	32	20
3.0-5.0	1	2
8.0-12.6	6	0.9
Bandas Térmicas:		
8.747*	Banda 74	
9.648*	Banda 75	
10.482*	Banda 76	
11.266*	Banda 77	
11.997*	Banda 78	
12.668*	Banda 79	

*Longitudes de onda efectivas

TABLA 3.6 Características técnicas del sensor DAIS.

Parámetros Radiométricos	
Margen dinámico: 15 bits	
Sensibilidad	VIS/NIR: $NER < 0.025 \text{ mW/cm}^2 \text{ sr } \mu\text{m}$ SWIR : $NER < 0.025 \text{ mW/cm}^2 \text{ sr } \mu\text{m}$ MIR/TIR: $NET < 0.1 \text{ K}$
Parámetros Geométricos	
Campo de visión (FOV)	0.894 rad ($\pm 26^\circ$)
Campo de visión instantáneo (IFOV)	3.3 mrad (0.189°)
Características generales	
Nº de bandas	79
Nº de píxeles	512
Método de escaneo	Kennedy
Resolución espacial	2-20 m
Resolución radiométrica	15 bits
Peso	170 Kg

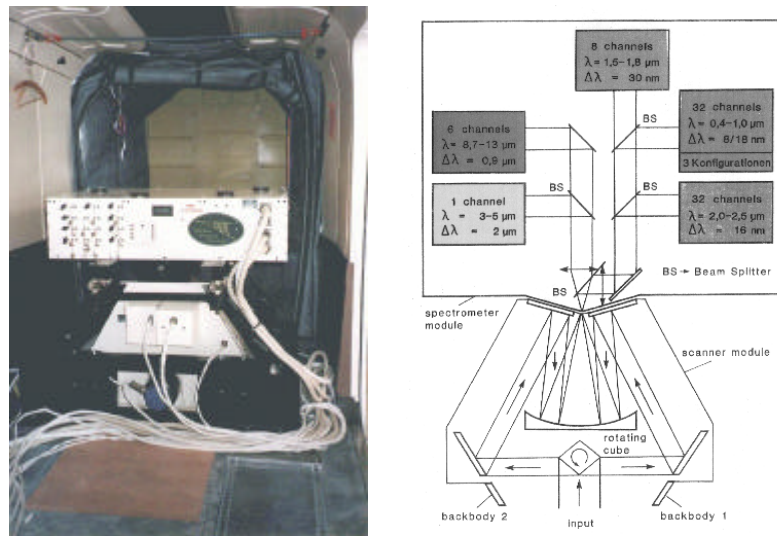


FIGURA 3.10 El sensor DAIS y su diseño.

La altura de los vuelos realizados sobre la zona de Barrax durante las campañas DAISEX fue de aproximadamente 4 km sobre el nivel del mar (resultando en una altura efectiva de unos 3300 m, teniendo en cuenta que Barrax se encuentra a 700 m sobre el nivel del mar), dando lugar a una resolución espacial (tamaño de píxel) para las imágenes DAIS de 5 m. Estas imágenes fueron adquiridas en un sólo día para las campañas DAISEX-98 y DAISEX-00, alrededor de las 12:00 GMT y realizando dos vuelos consecutivos y transversales. En el caso de la campaña DAISEX-99 se adquirieron imágenes DAIS durante dos días, el 3 y el 4 de Julio, realizando dos vuelos consecutivos alrededor de las 12:00 GMT para el día 3 y dos vuelos consecutivos alrededor de las 8:00 GMT y de las 15:00 GMT para el día 4. En la Tabla 3.7 se muestra las características de las imágenes DAIS adquiridas durante las campañas DAISEX. La notación mostrada en esta tabla es la que se seguirá a lo largo del trabajo para hacer referencia a las imágenes DAIS. Esta notación se compone del nombre del sensor, del año, de la hora GMT y del número de vuelo. El número de filas y columnas hace referencia a las imágenes corregidas geoméricamente.

TABLA 3.7 Características de las imágenes DAIS utilizadas durante las campañas DAISEX. El número de filas y columnas hace referencia a las imágenes corregidas geoméricamente.

Fecha	Hora (GMT)	Notación	Filas	Columnas
11-Ago-1998	12:10	DAIS98_12_1	2216	709
11-Ago-1998	12:26	DAIS98_12_2	801	3001
03-Jun-1999	11:52	DAIS99_12_1	2609	711
03-Jun-1999	12:08	DAIS99_12_2	774	2565
04-Jun-1999	08:01	DAIS99_08_1	2609	711
04-Jun-1999	08:16	DAIS99_08_2	1001	2801
04-Jun-1999	14:58	DAIS99_15_1	2609	711
04-Jun-1999	15:11	DAIS99_15_2	1001	2801
29-Jun-2000	12:12	DAIS00_12_1	743	1984
29-Jun-2000	12:23	DAIS00_12_2	723	1992

Por último, mostramos en la Figura 3.11 una imagen DAIS en falso color de la zona de Barrax correspondiente a la campaña DAISEX-99. Sobre la imagen se han señalado algunas de las parcelas, indicando el tipo de cultivo plantado en ellas. Hay que señalar que los cultivos cambian de lugar cada año, por lo que el mapa mostrado en la Figura 3.11 sólo es válido para el año 1999.

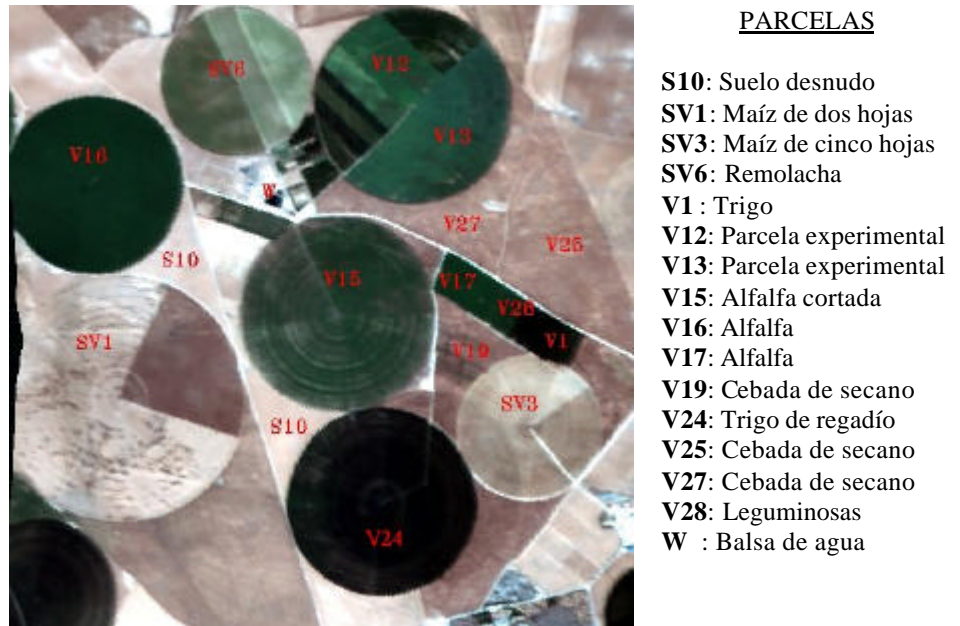


FIGURA 3.11 Imagen DAIS de la zona de Barrax con la notación utilizada para las distintas parcelas y cultivos. La imagen fue adquirida durante la campaña DAISEX-99, y se ha utilizado un falso color RGB con las bandas 10 (0.659 μm), 4 (0.553 μm) y 1 (0.498 μm).

3.5.2 El sensor ASTER

El programa ESE (Earth Science Enterprise) de la NASA (National Aerospace and Space Administration) trabaja con grupos internacionales para diseñar, construir y lanzar instrumentos avanzados para observar los fenómenos relacionados con el cambio global. ESE se compone de cuatro partes: i) una serie

de satélites llamados EOS (Earth Observation System), ii) una serie de satélites pequeños, iii) un programa de investigación científica y iv) un sistema de información y datos EOS (EOSDIS, EOS Data and Information System) que proporcionará un mecanismo para el almacenamiento y procesamiento de datos y la distribución a la comunidad científica (Abrams, 2000).

ASTER (Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer) es un sensor multiespectral de alta resolución con capacidad estéreo que se encuentra situado a bordo de la plataforma Terra de la NASA, lanzada en Diciembre de 1999, y fruto de la cooperación entre Japón y EEUU. Terra es la primera plataforma lanzada dentro del sistema de observación de la Tierra EOS, y marca una nueva era en la comprensión y seguimiento de la atmósfera de la Tierra, los océanos y los continentes desde una única plataforma espacial. Además del sensor ASTER, la plataforma lleva a bordo otros cuatro instrumentos: CERES (Clouds and the Earth's Radiant Energy System), MODIS (Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer), MOPITT (Measurements of Pollution in the Troposphere) y MISR (Multi-Angle Imaging Spectroradiometer). Los datos obtenidos mediante el sensor ASTER son utilizados por los científicos para estudiar un amplio rango de problemas relacionados con la superficie de la Tierra, entre los que se encuentran cambios en la vegetación debidos a causas naturales y humanas, estudios del cambio climático a corto plazo y búsqueda de indicadores fiables de este cambio como el avance o retroceso de los glaciares, seguimiento de la extensión del hielo marino y el albedo, observación de la degradación de los arrecifes de coral como indicadores del cambio climático o de los efectos humanos y mejoras de la exploración de los recursos naturales (Abrams y Hook, 1995).

ASTER proporciona datos en tres regiones espectrales por medio de tres radiómetros distintos. El sistema visible e infrarrojo cercano (VIRC) tiene tres bandas espectrales cubriendo el rango 0.52-0.86 μm con una resolución de 15 m. El sistema para el infrarrojo de onda corta (IROC) tiene un total de seis bandas espectrales cubriendo el rango 1.60-2.45 μm con una resolución de 30 m. Por último, el sistema infrarrojo térmico (IRT) posee cinco bandas espectrales cubriendo el rango 8.125-11.65 μm con una resolución de 90 m. El sistema VIRC incluye además una banda espectral inclinada un ángulo de 27.6° para proporcionar la capacidad estéreo utilizada para crear modelos digitales de elevación. La anchura

de la escena adquirida es de 60 km, volviéndose a repetir la adquisición de la misma escena cada 16 días como mínimo. En la Tabla 3.8 se muestran las especificaciones técnicas para el instrumento ASTER. Una mayor información se encuentra disponible en la página web dedicada al sensor y perteneciente al JPL (Jet Propulsion Laboratory): <http://asterweb.jpl.nasa.gov>.

TABLA 3.8 Especificaciones técnicas para el instrumento ASTER.

	VIRC	IROC	IRT
Resolución espacial (m)	15	30	90
Velocidad datos (Mbps)	62	23	4
Visión <i>cross-track</i> (°)	±24	±8.55	±8.55
Visión <i>cross-track</i> (km)	±318	±116	±116
Anchura imagen (km)	60	60	60
Cuantización (bits)	8	8	12
Estéreo	SÍ	NO	NO
Región Espectral	Banda	Ancho de banda (mm)	
VIRC	1	0.52-0.60	
	2	0.63-0.69	
	3	0.76-0.86	
IROC	4	1.60-1.70	
	5	2.145-2.185	
	6	2.185-2.225	
	7	2.235-2.285	
	8	2.295-2.365	
	9	2.360-2.430	
IRT	10	8.125-8.475 (8.279*)	
	11	8.475-8.825 (8.635*)	
	12	8.925-9.275 (9.074*)	
	13	10.25-10.95 (10.659*)	
	14	10.95-11.65 (11.267*)	

*Longitudes de onda efectivas

Las imágenes ASTER vienen suministradas en formato HDF (Hierarchical Data Format) y se definen en función de una serie de niveles, descritos en la Tabla 3.9. Los datos correspondientes a las imágenes originales (nivel 1A) vienen dados en cuentas digitales escalados en 8 bits. Para obtener radiancia en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ deben de aplicarse los coeficientes radiométricos que pueden encontrarse en la guía de usuarios de ASTER, disponible actualmente en la siguiente dirección de internet: http://www.science.aster.ersdac.or.jp/en/documnts/users_guide.

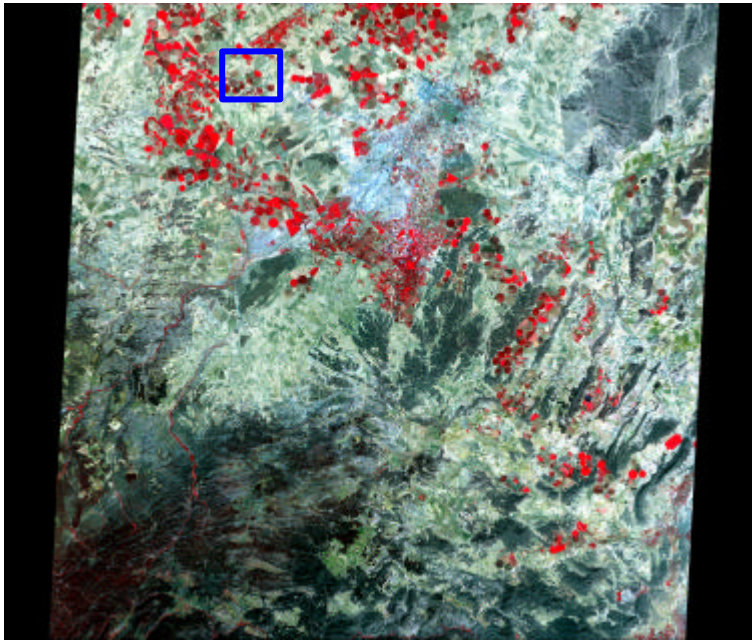
TABLA 3.9 Productos estándar de ASTER.

Nivel	Producto	Descripción
1 ^a	Radiancia en el sensor	Datos de la imagen y coeficientes geométricos y radiométricos.
1B	Radiancia en el sensor registrada	Datos 1A con los coeficientes geométricos y radiométricos aplicados.
1AE	Radiancia en el sensor	Datos de la imagen y coeficientes geométricos y radiométricos.
1BE	Radiancia en el sensor registrada	Datos 1A con los coeficientes geométricos y radiométricos aplicados.
2	AST06 <i>Decorrelation stretch</i>	Composiciones de color realzado.
2	AST04 Temperatura de brillo	Radiancia del sensor convertida a temperatura.
2	AST09 Radiancia de superficie (Visible, Infrarrojo Cercano)	Radiancia corregida de los efectos atmosféricos.
2	AST09T Radiancia de superficie (Infrarrojo Térmico)	Radiancia corregida de los efectos atmosféricos.
2	AST07 Reflectividad de la superficie (Visible, Inf. Cercano)	Obtenida a partir de la radiancia de superficie con correcciones topográficas.
2	AST08 Temperatura de la superficie terrestre	Temperatura obtenida a partir del algoritmo TES.
2	AST05 Emisividad de la Superficie	Emisividad obtenida a partir del algoritmo TES.
2	AST13 Clasificación de nubes y superficies polares	Clasificación de los píxeles polares en una de las ocho clases: nube de agua, nube de hielo, aerosol/polvo, agua, tierra, nieve/hielo, hielo derretido y sombra.
4	AST14 Modelo de Elevación Digital (MED)	MED producido a partir de la capacidad estéreo de la banda 3.

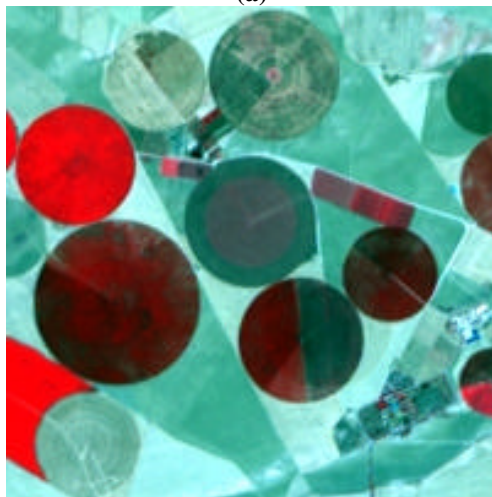
En este trabajo se han utilizado una serie de imágenes ASTER de la zona de Barrax, adquiridas durante los años 2000 y 2001, alrededor de las 11:00 GMT. En la Tabla 3.10 se muestra la fecha y hora de adquisición de cada una de las imágenes ASTER, así como la notación utilizada. En este caso, la notación hace referencia al nombre del sensor, el año, el día y el mes. El número de filas y columnas de las imágenes es de 4200 x 4980 para las 3 bandas VIRC, 2100 x 2490 para las 6 bandas IROC y 700 x 830 para las 5 bandas IRT. La Figura 3.12 muestra una imagen ASTER de la zona de Barrax adquirida el 28 de Junio de 2000. La imagen corresponden a un falso color RGB utilizando las bandas 3, 2 y 1, con una resolución de 15 m. Como la banda 3 corresponde al infrarrojo cercano, la composición RGB muestra las zonas de vegetación en color rojo. La Figura 3.12a corresponde a la imagen ASTER completa, mientras que la Figura 3.12b muestra la zona de estudio, a partir de un recorte de la imagen anterior.

TABLA 3.10 Notación utilizada para las imágenes ASTER.

Fecha	Hora (GMT)	Notación
28-Jun-2000	11:22	AST00_2806
15-Ago-2000	11:22	AST00_1508
31-Ago-2000	11:22	AST00_3108
28-Abr-2001	11:17	AST01_2804
02-Ago-2001	11:15	AST01_0208



(a)



(b)

FIGURA 3.12 Imagen ASTER de la zona de Barrax adquirida el día 28 de Junio de 2000. La imagen corresponde a un falso color RGB utilizando las bandas 3 ($0.807 \mu\text{m}$), 2 ($0.661 \mu\text{m}$) y 1 ($0.556 \mu\text{m}$). La figura (a) muestra la imagen ASTER completa, mientras que la (b) corresponde a la zona de estudio señalada con un recuadro azul en la figura (a).

Capítulo 4

ESTIMACIÓN DE LA TEMPERATURA DESDE SATÉLITE

Aquellas salas llenas de letreros,
aquellos adornados gabinetes
que brillaban como el sol
y que con la sola contemplación
de su hermosura ahuyentaban la tristeza,
ahora, invadidos por la desolación y
cubiertos de ruina, son como abiertas fauces
de bestias feroces que anuncian
lo caedizo de este mundo.

Ibn Hazm de Córdoba

4.1 INTRODUCCIÓN

En el capítulo anterior se han mostrado distintos modelos que permiten predecir los valores de temperatura o emisividad que se obtendrían a partir de los valores medidos por un determinado sensor dependiendo de las características de la superficie observada. Si bien estos modelos nos ayudan a comprender los procesos físicos involucrados en las medidas realizadas en la región del infrarrojo térmico, muchos de ellos tienen poca operatividad a la hora de aplicarlos a datos de teledetección desde satélites debido a la necesidad del conocimiento de las características de la superficie, como pueden ser por ejemplo la altura y anchura de las hileras de un determinado cultivo, etc. Por ello, se proponen en los dos próximos capítulos una serie de métodos cuyo objetivo es obtener la temperatura y la emisividad de la superficie terrestre a partir de datos de satélite de forma operativa. En el presente capítulo abordaremos el problema de la estimación de la temperatura de la superficie terrestre (TST) a partir de datos de satélite en la región del infrarrojo térmico, por lo que conviene en primer lugar introducir la importancia de este parámetro en estudios medioambientales.

Excepto para los componentes de la irradiancia solar, la mayoría de los flujos en la interfase superficie/atmósfera pueden parametrizarse únicamente a partir del uso de la temperatura de superficie. La TST puede intervenir de forma

directa, como es el caso del cálculo de los flujos de onda larga, o de forma indirecta, como es el caso de la estimación de los flujos de calor latente y sensible. Además, otros muchos estudios se basan en el conocimiento de la TST (geología, hidrología, seguimiento de la vegetación, modelos de circulación general – GCM). Por tanto, para muchos estudios, es crucial tener acceso a valores fiables de la temperatura de la superficie para cuantiosas escalas temporales y espaciales.

Como es prácticamente imposible obtener este tipo de información a partir de medidas en superficie, el uso de satélites en la región del infrarrojo térmico parece ser muy atractiva ya que ello permite dar acceso a estimaciones uniformes y globales (es decir, con el mismo sensor y las mismas características de medida) de la temperatura de la superficie. En realidad, los sensores en el infrarrojo térmico miden radiancia, la cual puede ser convertida en temperatura de brillo en el techo de la atmósfera. Si el sensor está diseñado para trabajar en una parte del espectro en donde la atmósfera es casi transparente (por ejemplo, 10.5-12.5 μm), el acceso a la temperatura de la superficie podría parecer una tarea fácil. Sin embargo este no es el caso general, ya que si bien la atmósfera en esta región es casi transparente, su efecto no es despreciable. Además, la emisividad de la superficie es casi siempre desconocida cuando las superficies no son cuerpos negros o incluso grises (es decir, la emisividad no es igual a la unidad y además depende de la longitud de onda).

En resumen, con satélites, tenemos medios para obtener valores temporales y espaciales de la superficie terrestre, siempre que podamos realizar una corrección atmosférica con precisión y tengamos en cuenta los valores de la emisividad de la superficie terrestre, además de los efectos angulares.

Debido a la disponibilidad de datos en el infrarrojo térmico, se han desarrollado diferentes aproximaciones para estimar la TST. El primer problema a resolver es trasladar las radiancias medidas por el satélite en temperaturas de brillo en la superficie. Después de la calibración y la conversión de la radiancia en temperatura utilizando la inversión de la ley de Planck, es necesario tener en cuenta la contribución de la atmósfera. Una vez obtenemos la temperatura de brillo en la superficie, es necesario transformarla en TST, teniendo en cuenta para ello la emisividad y los efectos direccionales. Actualmente, el problema es algo más

complicado, ya que los efectos atmosféricos, de emisividad y direccionales están acoplados y estos factores modulantes no pueden ser aproximados independientemente. Lo fundamental aquí es establecer cuáles son los factores más relevantes.

Por lo que respecta a los métodos y algoritmos utilizados para obtener directamente la TST, varios son los que existen. No los trataremos todos aquí. Se puede encontrar una amplia revisión de las diferentes técnicas por ejemplo en Sobrino et al. (2002a), Dash et al. (2002) y Kerr et al. (2004). Básicamente, las técnicas se dividen en tres tipos: algoritmos monocanal, que utilizan datos obtenidos sólo con un canal térmico, algoritmos bicanal o *split-window* cuando se trabaja en la región 10-12 μm , que utilizan datos obtenidos con dos canales térmicos situados en distintas longitudes de onda, y algoritmos biangulares, que utilizan datos medidos en un mismo canal pero con dos ángulos de observación distintos. También existen algoritmos en los que se utilizan 3 o incluso más canales o que están basados en técnicas distintas (Becker and Li, 1990; Wan and Li, 1997; Sun and Pinker, 2003; etc.). En este apartado sólo trataremos los tres métodos citados anteriormente: monocanal, *split-window* y biangular, y haremos una comparación entre ellos para resaltar las ventajas e inconvenientes de cada uno. Sin embargo, antes de presentar los métodos mencionados, conviene realizar un breve comentario acerca de la representatividad de los valores de la TST obtenidos mediante dichos métodos. Así, vimos en el apartado anterior una serie de modelos que describían la superficie terrestre de forma bidimensional e incluso tridimensional. Los valores que se obtienen mediante los algoritmos presentados en este capítulo son unidimensionales, lo que implica que no interviene para nada la estructura de la superficie terrestre. Este hecho provoca que estos algoritmos sean operativos en el sentido de que no es necesario conocer la estructura de la superficie, sin embargo pueden surgir algunos problemas relacionados con la representatividad o significado físico de la TST obtenida. Así, el valor unidimensional obtenido mediante estos algoritmos se identificará con el valor correspondiente a un determinado píxel de la imagen de satélite. Si la superficie terrestre observada es completamente homogénea, la correspondencia entre el valor unidimensional y el valor asociado al píxel es inmediata. En superficies heterogéneas un solo píxel puede estar formado por elementos de distinta naturaleza, por lo que el valor unidimensional obtenido deberá entenderse como un

valor efectivo para la escena correspondiente, siendo difícil su interpretación física o incluso su utilidad para estudio medioambientales. Es en este punto donde los modelos mostrados en el capítulo 2 nos pueden ayudar a entender la utilidad de estos valores de TST, ya que pueden ser reproducidos a partir de las características de los distintos elementos que forman la escena. No trataremos en profundidad en este trabajo el problema de los píxeles heterogéneos. El lector interesado puede consultar por ejemplo los trabajos de Becker y Li (1995) y Zhang et al. (2004).

4.2 MÉTODO MONOCANAL

Como hemos visto en el capítulo 1, la radiancia medida por el sensor en la región del infrarrojo térmico puede obtenerse a partir de una serie de parámetros de la superficie y de la atmósfera según la Ecuación (1.48). Esta ecuación puede ser rescrita de la siguiente forma:

$$B_i(T_i) = \left\{ e_i B_i(T_s) + (1 - e_i) L_i^{atm\downarrow} \right\} t_i + L_i^{atm\uparrow} \quad (4.1)$$

donde la dependencia con el ángulo de observación (θ) se ha omitido por simplicidad en la notación. Si comparamos la Ecuación (1.48) con la (4.1), podemos apreciar 3 cambios significativos:

i) El primer cambio consiste sencillamente en un cambio de notación: la función de Plack representada por L^B en el capítulo anterior vendrá representada de ahora en adelante simplemente por B.

ii) El segundo cambio consiste en reemplazar la longitud de onda λ por un determinado canal térmico 'i'. Este cambio, que puede parecer simplemente otro cambio de notación, encierra un significado algo más profundo. Debemos de tener en cuenta que la Ecuación (1.48) se obtuvo considerando magnitudes espectrales. Sin embargo, los distintos canales asociados a un sensor poseen un cierto ancho de banda limitado por una longitud de onda inicial (λ_1) y una longitud de onda final (λ_2) y caracterizado por una determinada función filtro denotada por $f(\lambda; \lambda_1, \lambda_2)$ o simplemente por f_λ . Por lo tanto, para poder aplicar la Ecuación (1.48) a un determinado canal de un sensor, habría que integrar a ambos lados entre λ_1 y λ_2 . De

esta forma obtendríamos una expresión más correcta pero muchos menos operativa. Por ello, la solución que se suele adoptar es considerar parámetros efectivos obtenidos de la siguiente forma:

$$x_{efectivo} \equiv x_i = \langle x_I \rangle = \frac{\int_{k_i}^{I_2} x_I f_I dI}{\int_{I_1}^{I_2} f_I dI} \quad (4.2)$$

donde 'x' representa cualquier parámetro como la emisividad, la transmisividad y las radiancias atmosféricas ascendente y descendente. Un análisis de los errores que se cometen al asumir valores efectivos puede encontrarse por ejemplo en Richter y Coll (2002). La Ecuación (4.2) puede utilizarse también para definir la llamada longitud de onda efectiva, utilizada para transformar radiancias a temperaturas o viceversa a partir de la ley de Planck (ver Apéndice A).

iii) Por último, se ha considerado la definición $L_{\lambda}^{sen} \equiv B_i(T_i)$. De esta forma, a la radiancia medida por el sensor le podemos asignar una determinada temperatura de acuerdo con la ley de Planck. A esta temperatura se le conoce como temperatura radiométrica o temperatura de brillo medida por el sensor.

Si tenemos ahora en cuenta las expresiones de las radiancias atmosféricas ascendentes y descendentes dadas por las Ecuaciones (1.51) y (1.52) y las sustituimos en la Ecuación (4.1), obtendremos

$$B_i(T_i) = [\epsilon_i B_i(T_s) + (1 - \epsilon_i)(1 - \tau_i^{53^\circ}) B_i(T_a)] \tau_i + (1 - \tau_i) B_i(T_a) \quad (4.3)$$

En la Ecuación (4.3) los valores de temperatura aparecen implícitamente a través de sus correspondientes radiancias dadas por la ley de Planck. Si se quiere obtener una expresión en la que las temperaturas intervengan explícitamente, se puede realizar un desarrollo en serie de Taylor alrededor de un cierto valor de temperatura. Si nos quedamos con el primer término de este desarrollo, entonces tendremos una relación lineal entre la radiancia y la temperatura. Esto es lo que se conoce como la linealización de la función de Planck. Así, suponiendo que la temperatura de la superficie T_s es mayor que la temperatura de brillo medida por el

sensor T_i y ésta a su vez es mayor que la temperatura de la atmósfera T_a ($T_s > T_i > T_a$), y que todas estas temperaturas son próximas entre sí, podemos considerar un desarrollo de Taylor alrededor de la temperatura T_i de forma que:

$$B_i(T_s) = B_i(T_i) + \left(\frac{\partial B_i(T)}{\partial T} \right)_{T_i} (T_s - T_i) \quad (4.4)$$

$$B_i(T_a) = B_i(T_i) + \left(\frac{\partial B_i(T)}{\partial T} \right)_{T_i} (T_a - T_i) \quad (4.5)$$

Introduciendo las Ecuaciones (4.4) y (4.5) en la Ecuación (4.3), es posible obtener después de algunas sencillas operaciones matemáticas la siguiente expresión para T_s :

$$T_s = T_i + \left(\frac{1 - \epsilon_i}{\epsilon_i} \right) \left\{ L_i(T_i) - (1 - \tau_i^{53^\circ}) [T_a + L_i(T_i) - T_i] \right\} + \left(\frac{1 - \tau_i}{\epsilon_i \tau_i} \right) (T_i - T_a) \quad (4.6)$$

donde $L_i(T_i)$ es un parámetro con unidades de temperatura (que no debe ser por lo tanto confundido con una radiancia) definido por:

$$L_i(T_i) = \frac{B_i(T_i)}{\left[\frac{\partial B_i(T)}{\partial T} \right]_{T_i}} \quad (4.7)$$

La Ecuación (4.6) es la llamada ecuación monocanal, ya que la TST (T_s) puede obtenerse a partir de la temperatura de brillo del sensor T_i medida en un solo canal térmico. Es importante señalar que en la Ecuación (4.6) intervienen, además de la emisividad de la superficie terrestre, ϵ_i , una serie de parámetros atmosféricos como son la transmisividad para el ángulo de observación considerado, τ_i , la transmisividad para un ángulo de observación de 53 grados, $\tau_i^{53^\circ}$, y la temperatura radiativa efectiva de la atmósfera o simplemente temperatura atmosférica, T_a . Para calcular estos factores se necesita del conocimiento preciso de los perfiles verticales de temperatura y humedad de la zona a estudiar, lo que implica utilizar

sondeos meteorológicos simultáneos con el paso del satélite lo que no siempre es posible. Por otra parte, la variabilidad espacial y temporal de la atmósfera reduce la validez de los radiosondeos si éstos se toman con una diferencia temporal grande respecto de la hora de paso del satélite, o a distancias relativamente grandes de la zona de estudio. A pesar de que el principal inconveniente del método monocanal radica en la necesidad de datos de radiosondeos, esta es la forma de abordar el problema de la corrección atmosférica y de emisividad en el caso de un sensor a bordo de un satélite que sólo posea un canal térmico dentro de la ventana atmosférica, como es el caso del conocido sensor TM (Thematic Mapper) del satélite LANDSAT-5 o el ETM+ (Enhanced TM) a bordo de LANDSAT-7. Debido a las dificultades mencionadas, junto con el hecho de que la mayoría de los científicos que utilizan los datos proporcionados por los sensores como el TM o ETM+ se dedican exclusivamente al uso de los canales visibles o del infrarrojo cercano, no existen apenas algoritmos bien fundados físicamente y lo suficientemente operativos que permitan la estimación de la TST a partir de un solo canal térmico. Incluso algunos de los autores que utilizan datos de temperatura a partir de la banda térmica del sensor TM/ETM+ no realizan la corrección atmosférica o la corrección de la emisividad, o ambas. Aunque estas consideraciones pueden proporcionar resultados aceptables en el caso de atmósferas secas (con poco contenido en vapor de agua atmosférico) y superficies con un comportamiento similar al de un cuerpo negro (emisividad igual a la unidad), no son aceptables para casos generales. Por ello en los siguientes apartados presentaremos y compararemos dos algoritmos monocanal basados en la ecuación de transferencia radiativa que abordan directamente el tema de la corrección atmosférica y de emisividad y que intentan a su vez solucionar de alguna manera la excesiva dependencia de los datos proporcionados por los radiosondeos.

4.2.1 Algoritmo monocanal de Qin, Karnieli y Berliner (2001)

El algoritmo monocanal de Qin, Karnieli y Berliner (2001) fue desarrollado explícitamente para los datos proporcionados por la banda 6 del sensor TM (TM-6) a bordo de la plataforma Landsat-5. Para obtener una expresión que permite calcular la TST a partir de los datos medidos por el sensor, los autores parten de la Ecuación (4.1), y realizan la siguiente aproximación:

$$L_{\lambda}^{\text{atm}\uparrow} = L_{\lambda}^{\text{atm}\downarrow} = (1 - \tau_i)B_i(T_a) \quad (4.8)$$

es decir, la radiancia atmosférica descendente la consideran igual a la radiancia atmosférica ascendente y la calculan a partir de la Ecuación (1.51). Según los autores, esta aproximación lleva a errores menores de 0.03 °C en la TST para la mayoría de los casos. Con esta aproximación, la Ecuación (4.1) aplicada a la banda TM-6 queda como

$$B_6(T_6) = \varepsilon_6 \tau_6 B_6(T_s) + (1 - \tau_6)[1 + \tau_6(1 - \varepsilon_6)]B_6(T_a) \quad (4.9)$$

Linealizando de nuevo la función de Planck y considerando la definición dada por la Ecuación (4.7), se obtiene:

$$L_6 = \varepsilon_6 \tau_6 (L_6 + T_s - T_6) + (1 - \tau_6)[1 + (1 - \varepsilon_6)\tau_6](L_6 + T_a - T_6) \quad (4.10)$$

Para simplificar la expresión anterior, se definen los siguientes parámetros:

$$C_6 = \varepsilon_6 \tau_6 \quad (4.11)$$

$$D_6 = (1 - \tau_6)[1 + (1 - \varepsilon_6)\tau_6] \quad (4.12)$$

Con estas definiciones la Ecuación (4.10) queda de la siguiente manera:

$$L_6 = C_6(L_6 + T_s - T_6) + D_6(L_6 + T_a - T_6) \quad (4.13)$$

La siguiente aproximación considerada afecta al parámetro L_6 , el cual puede obtenerse a partir de una expresión lineal con la temperatura:

$$L_6 = a_6 + b_6 T_6 \quad (4.14)$$

donde para un rango de temperatura de 0 a 70 °C (273-343 K) los coeficientes a_6 y b_6 tienen unos valores de -67.355351 y 0.458606, respectivamente. Teniendo en cuenta las Ecuaciones (4.13) y (4.14), la TST vendrá dada finalmente por

$$T_s = \frac{1}{C_6} \{a_6(1 - C_6 - D_6) + [b_6(1 - C_6 - D_6) + C_6 + D_6]T_6 - D_6T_a\} \quad (4.15)$$

Al igual que la Ecuación (4.6), la Ecuación (4.15) también requiere del conocimiento de algunos parámetros atmosféricos, en este caso sólo la transmisividad para el ángulo de observación considerado y la temperatura atmosférica. Para evitar la dependencia en la Ecuación (4.15) de los datos proporcionados por radiosondeos, los autores proponen a partir de datos de simulación unas relaciones lineales entre la temperatura atmosférica (T_a) y la temperatura del aire cercana a la superficie (T_0), y entre la transmisividad atmosférica (τ_6) y el contenido en vapor de agua atmosférico (w). Así, para las distintas atmósferas estándar la temperatura atmosférica T_a viene dada en función de la temperatura del aire T_0 a partir de las siguientes expresiones:

$$\text{USA 1976:} \quad T_a = 25.9396 + 0.88045 T_0 \quad (4.16)$$

$$\text{Tropical:} \quad T_a = 17.9769 + 0.91715 T_0 \quad (4.17)$$

$$\text{Latitudes Medias Verano:} \quad T_a = 16.0110 + 0.92621 T_0 \quad (4.18)$$

$$\text{Latitudes Medias Invierno:} \quad T_a = 19.2704 + 0.91118 T_0 \quad (4.19)$$

donde ambas temperaturas vienen dadas en K. Con respecto a la relación entre la transmisividad atmosférica y el vapor de agua se proponen cuatro expresiones diferentes en función del valor de la temperatura del aire y en función del rango de vapores de agua. Así, para valores altos de la temperatura del aire se tiene:

$$\tau_6 = 0.974290 - 0.08007 w \text{ para } w \in [0.4-1.6] \text{ g/cm}^2 \quad (4.20)$$

$$\tau_6 = 1.031412 - 0.11536 w \text{ para } w \in [1.6-3.0] \text{ g/cm}^2 \quad (4.21)$$

mientras que para valores bajos de la temperatura del aire se tiene:

$$\tau_6 = 0.982007 - 0.09611 w \text{ para } w \in [0.4-1.6] \text{ g/cm}^2 \quad (4.22)$$

$$\tau_6 = 1.053710 - 0.14142 w \text{ para } w \in [1.6-3.0] \text{ g/cm}^2 \quad (4.23)$$

Aunque el criterio para considerar si la temperatura del aire es alta o baja no queda bien definido, los autores dan unos valores de referencia de 35 °C y 18 °C respectivamente.

En Qin et al. (2001) se puede encontrar un detallado análisis de sensibilidad del algoritmo. A modo de resumen, diremos que para una situación estándar con valores de $\varepsilon = 0.97$, $\tau = 0.80$, $T_a = 15 \text{ °C}$, $T_0 = 25 \text{ °C}$ y $w = 2 \text{ g/cm}^2$, el algoritmo monocanal es capaz de proporcionar la TST con un error comprendido entre 1 °C y 1.5 °C, siendo la mayor fuente de error las indeterminaciones en la transmisividad y la temperatura atmosférica. Para el caso de una simulación realizada para distintas atmósferas estándar se obtienen unas diferencias entre la TST considerada y la TST obtenida con el algoritmo de menos de 0.4 °C. Para un caso más real, en el que se realizó una validación a partir de una imagen Landsat de la frontera entre Israel y Egipto, el error es menor a 1.1 °C.

4.2.2 Algoritmo monocanal generalizado de Jiménez-Muñoz y Sobrino (2003)

El siguiente algoritmo monocanal que vamos a presentar ha sido desarrollado por Jiménez-Muñoz y Sobrino (2003) (ver Anexo III). El término “generalizado” hace referencia a que en principio el algoritmo puede aplicarse a cualquier sensor térmico que posea una respuesta espectral con un ancho de banda o FWHM (Full-Width Half-Maximum) de alrededor de 1 μm .

Al igual que en el caso anterior, el punto de partida para el desarrollo del algoritmo es la ecuación de transferencia radiativa, esta vez expresada en la forma dada por la Ecuación (1.48). A continuación, se linealiza la función de Planck alrededor de una cierta temperatura que llamaremos T_0 :

$$B(\mathbf{I}, T_s) = B(\mathbf{I}, T_0) + (T_s - T_0) \left[\frac{\partial B(\mathbf{I}, T_s)}{\partial T_s} \right]_{\mathbf{I}, T_s = T_0} \quad (4.24)$$

La expresión anterior puede reformularse como

$$B(\lambda, T_s) = \alpha(\lambda, T_0) + \beta(\lambda, T_0) T_s \quad (4.25)$$

donde los parámetros α y β se definen como

$$\mathbf{a}(\mathbf{l}, T_0) \equiv B(\mathbf{l}, T_0) - T_0 \left[\frac{\partial B(\mathbf{l}, T_s)}{\partial T_s} \right]_{\mathbf{l}, T_s=T_0} \quad (4.26)$$

$$\mathbf{b}(\mathbf{l}, T_0) \equiv \left[\frac{\partial B(\mathbf{l}, T_s)}{\partial T_s} \right]_{\mathbf{l}, T_s=T_0} \quad (4.27)$$

Teniendo en cuenta la ley de Planck (ver Apéndice A) y su derivada respecto de la temperatura, se pueden obtener las expresiones explícitas para los parámetros anteriores:

$$\mathbf{a}(\mathbf{l}, T_0) = B(\mathbf{l}, T_0) \left[1 - \frac{c_2}{T_0} \left(\frac{\mathbf{l}^4}{c_1} B(\mathbf{l}, T_0) + \frac{1}{\mathbf{l}} \right) \right] \quad (4.28)$$

$$\mathbf{b}(\mathbf{l}, T_0) = \frac{c_2 B(\mathbf{l}, T_0)}{T_0^2} \left[\frac{\mathbf{l}^4}{c_1} B(\mathbf{l}, T_0) + \frac{1}{\mathbf{l}} \right] \quad (4.29)$$

con $c_1 = 1.19104 \cdot 10^8 \text{ W } \mu\text{m}^4 \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ y $c_2 = 14387.7 \text{ } \mu\text{m K}$ cuando se trabaja con longitudes de onda en μm y radiancias en $\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$.

A partir de las Ecuaciones (1.48) y (4.25), es posible obtener la siguiente ecuación:

$$T_s = \mathbf{g}(\mathbf{l}, T_0) \left\{ \mathbf{e}_l^{-1} \left[\mathbf{y}_1(\mathbf{l}, w) L_l^{sen} + \mathbf{y}_2(\mathbf{l}, w) \right] + \mathbf{y}_3(\mathbf{l}, w) \right\} + \mathbf{d}(\mathbf{l}, T_0) \quad (4.30)$$

En la ecuación anterior encontramos dos nuevos parámetros, γ y δ , definidos como

$$\mathbf{g}(\mathbf{l}, T_0) \equiv \frac{1}{\mathbf{b}(\mathbf{l}, T_0)} \quad (4.31)$$

$$\mathbf{d}(\mathbf{l}, T_0) \equiv -\frac{\mathbf{a}(\mathbf{l}, T_0)}{\mathbf{b}(\mathbf{l}, T_0)} \quad (4.32)$$

y tres funciones ψ_1 , ψ_2 y ψ_3 , que llamaremos “funciones atmosféricas”, las cuales consideraremos que dependen principalmente del contenido en vapor de agua atmosférico, además de la longitud de onda, y que vienen definidas como

$$\mathbf{y}_1(\mathbf{l}, w) \equiv \frac{1}{\mathbf{t}(\mathbf{l}, w)} \quad (4.33)$$

$$\mathbf{y}_2(\mathbf{l}, w) \equiv -L^{atm\downarrow}(\mathbf{l}, w) - \frac{L^{atm\uparrow}(\mathbf{l}, w)}{\mathbf{t}(\mathbf{l}, w)} \quad (4.34)$$

$$\mathbf{y}_3(\mathbf{l}, w) \equiv L^{atm\downarrow}(\mathbf{l}, w) \quad (4.35)$$

El punto crítico en el desarrollo de la Ecuación (4.30) reside en el hecho de considerar la dependencia con el contenido en vapor de agua atmosférico de las funciones atmosféricas. Como es bien conocido, el vapor de agua es el principal componente que interviene en la absorción atmosférica en la región del infrarrojo térmico. Por tanto, no es de extrañar que los parámetros atmosféricos como la transmisividad y las radiancias ascendentes y descendentes estén relacionados con el vapor de agua. Si tenemos en cuenta que las funciones atmosféricas se definen a partir de estos parámetros según las Ecuaciones (4.33), (4.34) y (4.35), queda claro que éstas también dependerán del vapor de agua. De hecho, en el apartado anterior ya vimos algunas relaciones entre la transmisividad y el vapor de agua. El caso de las radiancias ascendentes y descendentes puede resultar algo más complejo, ya que estas magnitudes pueden depender de otros parámetros, como por ejemplo de la temperatura atmosférica, de la presión de la superficie, etc. Sin embargo, como se verá más adelante, la relación entre las funciones atmosféricas y el vapor de agua se obtendrá a partir de una serie de simulaciones utilizando una serie de atmósferas estándar, obteniendo unos coeficientes numéricos a partir de regresiones estadísticas. Obviamente, estas atmósferas estándar poseerán un determinado valor de temperatura atmosférica, pero a la hora de realizar la

simulación para obtener los coeficientes numéricos éstas vendrán caracterizadas únicamente por el valor del vapor de agua. Dicho de otra forma, en el proceso de simulación se obtendrán unos coeficientes numéricos que relacionarán el valor de las funciones atmosféricas con los valores del vapor de agua, de forma que la posible dependencia de otros factores estará incluida implícitamente en los coeficientes numéricos. Conviene señalar que un razonamiento parecido puede aplicarse con respecto a los coeficientes numéricos obtenidos en los algoritmos biangular y *split-window*, que serán tratados en los siguientes apartados. De todas formas, la validez de los razonamientos aquí formulados nos la dará en última instancia el proceso de validación, inicialmente a partir de datos simulados y, finalmente, a partir de medidas de campo.

En el algoritmo monocanal propuesto, puede llamar la atención la dependencia explícita con la longitud de onda de las funciones atmosféricas. La razón de esta dependencia explícita se encuentra en el hecho de querer obtener un algoritmo generalizado y no dependiente del sensor térmico utilizado.

Si nos volvemos a fijar ahora en la Ecuación (4.30), podemos observar que, asumiendo que las expresiones que relacionan las funciones atmosféricas con el vapor de agua son conocidas, para obtener la TST se requiere del conocimiento de cinco cantidades:

- 1) Emisividad de la superficie terrestre (ϵ_λ): esta magnitud puede ser obtenida utilizando distintos métodos que pueden encontrarse en la literatura, como por ejemplo, el método día noche de Becker y Li (1995), método de Goita y Royer (1997), el método de los umbrales del NDVI (Sobrino y Raissouni, 2000), el método TES (Gillespie et al., 1998), etc. En el capítulo siguiente se podrá encontrar mayor información a este respecto.
- 2) Radiancia en el sensor (L_λ^{sen}): esta magnitud es conocida, ya que es la medida que realiza directamente el sensor. En realidad, habría que matizar que la medida directa son cuentas digitales, las cuales pueden convertirse en una magnitud física como la radiancia a través del calibrado radiométrico.

3) Temperatura alrededor de la cual se realiza la linealización de la función de Planck (T_0): este valor debe ser lo suficientemente cercano a la TST, de acuerdo con el desarrollo de Taylor dado por la Ecuación (4.24). Para ello, se podría tomar como valor de T_0 otros valores de TST que se hayan calculado por otros métodos, como proponen Gu y Gillespie (2000). Sin embargo, teniendo en cuenta que nuestro propósito consiste en calcular la TST, no tendría mucho sentido aplicar un determinado método para estimar la TST y utilizar estos valores para calcular de nuevo la TST con el método aquí propuesto. Por ello, una buena aproximación para el valor de T_0 consiste en asimilarlo a la temperatura de brillo del sensor (T_i). Además, de esta forma se evita la dependencia del algoritmo con otro parámetro adicional como era T_0 . Hay que señalar que esta aproximación será más eficaz cuanto menor sea la diferencia entre T_i y T_s , es decir, cuanto menor sea el efecto atmosférico.

4) Contenido en vapor de agua de la atmósfera (w): esta magnitud puede obtenerse a partir de datos de satélite (Gao y Goetz, 1990a, 1990b; Kaufman y Gao, 1992; Gao et al., 1993a; Sobrino et al., 2003; Li et al., 2003; etc.). También puede medirse fácilmente in situ, por medio de fotómetros manuales como Microtops II o CIMEL318-2 (P. Utrillas, comunicación personal, 2003), o bien por medio del instrumento MFRSR – MultiFilter Rotating Shadowband Radio meter (Prata, 2000). La inclusión del vapor de agua como magnitud a partir de la cual se calculan los parámetros atmosféricos ya se mostró también en el algoritmo monocanal anterior. Esto permite evitar la dependencia de los datos proporcionados por los radiosondeos.

5) Longitud de onda del canal considerado (λ): como ya se discutió al principio, los sensores no poseen un único valor de longitud de onda, sino que poseen un determinado ancho de banda. Por lo tanto, como valor de longitud de onda deberá tomarse el valor efectivo dado por la Ecuación (4.2). Para ello necesitará conocerse el valor de la función filtro o respuesta espectral del sensor. Cuando esto no es posible, puede considerarse simplemente la longitud de onda central.

Hemos visto que en la estimación de la TST por medio del algoritmo monocanal generalizado intervienen cinco cantidades. Sin embargo, dos ellas se obtienen directamente de los datos medidos por el sensor (L_{λ}^{sen} y T_i), mientras que

una se obtiene a partir de las características técnicas del sensor (λ efectiva). Por tanto, en resumen podemos decir que las magnitudes fundamentales que son necesarias a la hora de estimar la TST son la emisividad de la superficie terrestre y el contenido en vapor de agua de la atmósfera. En comparación con el algoritmo de Qin, Karnieli y Berliner (2001), podemos observar que se ha evitado la dependencia en otra magnitud como era la temperatura del aire.

Encontrar una expresión teórica que sea realmente operativa de las funciones atmosféricas, ψ_1 , ψ_2 y ψ_3 , en función del vapor de agua y la longitud de onda resulta prácticamente imposible. La solución pasa por realizar un proceso de simulación a partir del cual se podrá encontrar dicha expresión mediante ajustes estadísticos. Este proceso ha sido realizado mediante el código de transferencia radiativa MODTRAN 3.5 y un total de 54 radiosondeos, tal y como ha sido explicado en el capítulo 3, considerando un ángulo de observación nadir.

A partir de los valores espectrales obtenidos en la simulación para los parámetros τ_λ , $L_\lambda^{\text{atm}\uparrow}$ y $L_\lambda^{\text{atm}\downarrow}$, debemos de obtener los correspondientes valores filtrados de acuerdo a la Ecuación (4.2). Si lo que queremos es obtener unas expresiones generales sin particularizar en concreto para ningún sensor térmico, necesitaremos una función filtro que también sea general. Para ello, proponemos una función filtro que sea una mezcla entre una función triangular y una gaussiana. Como anchura de banda tomaremos un valor de FWHM (Full-Width Half-Maximum) de 1 μm . Como puede verse en la Tabla 4.1, este valor es muy común a la mayoría de sensores térmicos. La expresión para la función filtro propuesta vendrá dada por (ver Figura 4.1):

$$f(I) = \begin{cases} (I - I_o) + 1 \Rightarrow I_o - 1 < I < I_o - 0.5 \\ \exp\left[\frac{-(I - I_o)^2}{0.3607}\right] \Rightarrow I_o - 0.5 < I < I_o + 0.5 \\ (I_o - I) + 1 \Rightarrow I_o + 0.5 < I < I_o + 1 \end{cases} \quad (4.36)$$

TABLA 4.1 Longitud de onda efectiva y ancho de banda (FWHM) para algunos sensores térmicos típicos utilizados en teledetección.

PLATAFORMA	SENSOR	FWHM (mm)	$\lambda_{\text{efectiva}}$ (mm)
LANDSAT 5	TM-6	2.1	11.457
NOAA-14	AVHRR-4	1.0	10.789
NOAA-14	AVHRR-5	1.0	12.004
ERS 2	ATSR2-11	1.0	10.944
ERS 2	ATSR2-12	1.0	12.065
ENVISAT	AATSR-11	0.9	10.857
ENVISAT	AATSR-12	1.0	12.051
TERRA	ASTER-13	0.7	10.659
TERRA	ASTER-14	0.7	11.289
TERRA	MODIS-31	0.5	11.015
TERRA	MODIS-32	0.5	12.041
MOS	VTIR	1.0	11.000*
MOS	VTIR	2.0	11.500*
Nimbus 7	CZCS-6	2.0	11.500*

(*) Longitud de onda central

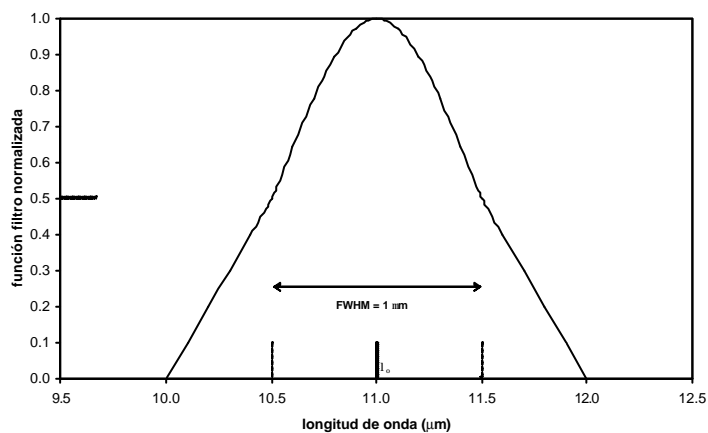


FIGURA 4.1 Función filtro construida como una mezcla de una función triangular y una gaussiana (ver Ecuación 4.36).

Una vez queda fijada la expresión para la función filtro, se trata ahora de pasar de los valores espectrales obtenidos con MODTRAN a valores representativos de medidas de un sensor. Para ello lo que se hace es convolucionar los espectros de los parámetros atmosféricos de acuerdo con la siguiente expresión, particularizada para la transmisividad:

$$\langle t_1 \rangle = \int f(I - I') t(I') dI' \quad (4.37)$$

La misma ecuación puede aplicarse también a las radiancias atmosféricas ascendentes y descendentes. A modo de ejemplo, en la Figura 4.2 se muestra la transmisividad espectral obtenida con MODTRAN 3.5 para una atmósfera con un contenido en vapor de agua de 0.75 g/cm^2 y el resultado de la convolución. Se puede observar como el resultado de la convolución es una línea mucho más suavizada que el espectro no convolucionado.

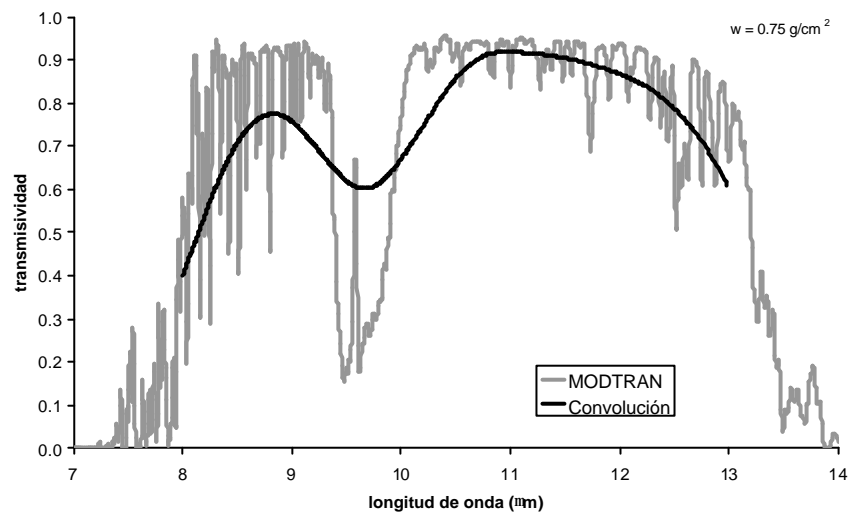


FIGURA 4.2 Espectro de transmisividad obtenido a partir de MODTRAN 3.5 y espectro convolucionado según la función filtro gaussiana-triangular para una atmósfera con un contenido en vapor de agua de 0.75 g/cm^2 .

A partir de los valores convolucionados de los parámetros atmosféricos, podemos calcular las funciones atmosféricas por medio de las Ecuaciones (4.33) a (4.35) para cada longitud de onda y cada vapor atmosférico. Una vez tenemos valores de funciones atmosféricas, longitud de onda y vapor de agua, se trata de proponer una relación entre ellos para finalmente realizar unos ajustes estadísticos que nos permitan obtener los coeficientes numéricos correspondientes. Para ello, consideremos por ejemplo una relación polinómica de tercer grado con el vapor de agua:

$$\Psi_k = \eta_{k\lambda} w^3 + \xi_{k\lambda} w^2 + \chi_{k\lambda} w + \phi_{k\lambda} \quad (k = 1, 2, 3) \quad (4.38)$$

A su vez, las funciones espectrales, η , ξ , χ y ϕ , pueden considerarse también relacionadas con la longitud de onda mediante un polinomio de orden 3:

$$\eta_{k\lambda} = a_3^{(k)} \lambda^3 + a_2^{(k)} \lambda^2 + a_1^{(k)} \lambda + a_0^{(k)} \quad (4.39)$$

$$\xi_{k\lambda} = b_3^{(k)} \lambda^3 + b_2^{(k)} \lambda^2 + b_1^{(k)} \lambda + b_0^{(k)} \quad (4.40)$$

$$\chi_{k\lambda} = c_3^{(k)} \lambda^3 + c_2^{(k)} \lambda^2 + c_1^{(k)} \lambda + c_0^{(k)} \quad (4.41)$$

$$\phi_{k\lambda} = d_3^{(k)} \lambda^3 + d_2^{(k)} \lambda^2 + d_1^{(k)} \lambda + d_0^{(k)} \quad (4.42)$$

A la hora de realizar los ajustes estadísticos para la región del infrarrojo térmico, 8-14 μm , se han considerado dos regiones: 8-10 y 10-12 μm , ya que ajustar las funciones atmosféricas para toda la región no proporciona resultados adecuados. Los coeficientes numéricos $a_j^{(k)}$ ($j = 0, 3$ y $k = 1, 3$) pueden obtenerse a partir de una regresión lineal de dos variables realizada con cualquier programa matemático o incluso con la hoja de cálculo Excel, tal y como se comentó en el capítulo 3. Los valores obtenidos para la región 10-12 μm , que es la región que se va a utilizar, se muestran en la Tabla 4.2. Por tanto, a partir de valores de longitud de onda efectiva y vapor de agua atmosférico ya es posible calcular las funciones atmosféricas y, finalmente, aplicar el algoritmo monocanal generalizado para obtener la TST.

TABLA 4.2. Expresiones numéricas para las funciones atmosféricas de acuerdo con la Ecuación (4.38) y las Ecuaciones (4.39) a (4.42), donde 'F. A.' hace referencia a Función Atmosférica y 'R' indica el coeficiente de correlación obtenido en la regresión lineal.

F. A.	FUNCIONES ESPECTRALES	R
Y ₁	$\eta_{1\lambda} = 0.00090 \lambda^3 - 0.01638 \lambda^2 + 0.04745 \lambda + 0.27436$	0.992
	$\xi_{1\lambda} = 0.00032 \lambda^3 - 0.06148 \lambda^2 + 1.2021 \lambda - 6.2051$	
	$\chi_{1\lambda} = 0.00986 \lambda^3 - 0.23672 \lambda^2 + 1.7133 \lambda - 3.2199$	
	$\varphi_{1\lambda} = -0.15431 \lambda^3 + 5.2757 \lambda^2 - 60.1170 \lambda + 229.3139$	
Y ₂	$\eta_{2\lambda} = -0.02883 \lambda^3 + 0.87181 \lambda^2 - 8.82712 \lambda + 29.9092$	0.993
	$\xi_{2\lambda} = 0.13515 \lambda^3 - 4.1171 \lambda^2 + 41.8295 \lambda - 142.2782$	
	$\chi_{2\lambda} = -0.22765 \lambda^3 + 6.8606 \lambda^2 - 69.2577 \lambda + 233.0722$	
	$\varphi_{2\lambda} = 0.41868 \lambda^3 - 14.3299 \lambda^2 + 163.6681 \lambda - 623.5300$	
Y ₃	$\eta_{3\lambda} = 0.00182 \lambda^3 - 0.04519 \lambda^2 + 0.32652 \lambda - 0.60030$	0.996
	$\xi_{3\lambda} = -0.00744 \lambda^3 + 0.11431 \lambda^2 + 0.17560 \lambda - 5.4588$	
	$\chi_{3\lambda} = -0.00269 \lambda^3 + 0.31395 \lambda^2 - 5.5916 \lambda + 27.9913$	
	$\varphi_{3\lambda} = -0.07972 \lambda^3 + 2.8396 \lambda^2 - 33.6843 \lambda + 132.9798$	

A continuación, realizaremos un análisis de sensibilidad del algoritmo. Hemos visto que para poder aplicar el algoritmo monocanal generalizado se necesita del conocimiento de la temperatura de brillo, de la emisividad de la superficie terrestre, del vapor de agua atmosférico y de la longitud de onda efectiva. Los errores correspondientes a estas magnitudes afectarán, por tanto, a la precisión con que se obtiene la TST. Para analizar el impacto que tienen estos errores sobre la TST proponemos la siguiente expresión:

$$\delta T_s = |T_s(x + \delta x) - T_s(x)| \quad (4.43)$$

donde δT_s es el error de la TST, x es el parámetro para el cual se realiza el análisis de sensibilidad y δx es el error asociado a este parámetro. Las cantidades $T_s(x + \delta x)$ y T_s representan la TST obtenida con el algoritmo monocanal cuando se consideran los valores $x + \delta x$ y x respectivamente. Para realizar el análisis de sensibilidad se han considerado unos valores extraídos de un radiosondeo de la base TIGR con los siguientes valores: temperatura de brillo medida por el sensor

de 297.96 K, temperatura de la superficie de 302.55 K, vapor de agua atmosférico de 1.6 g/cm², emisividad de la superficie de 0.969 y longitud de onda efectiva de 11 μm. Así, en la Figura 4.3 se muestra los valores correspondientes al error de la TST en función del error cometido en la emisividad de la superficie. Por ejemplo, un error típico de emisividad de 0.01 lleva a un error de la TST de alrededor de 0.6 K.

El impacto de los errores correspondientes a los otros parámetros (vapor de agua atmosférico, temperatura de brillo medida por el sensor o error de ruido y longitud de onda efectiva) sobre la TST se muestra en la Figura 4.4. Podemos observar como el error de la TST crece considerablemente cuando aumenta el error en la longitud de onda. Sin embargo, este error en general será despreciable, ya que la longitud de onda correspondiente a un determinado sensor suele conocerse con bastante precisión. Por lo que respecta al error debido a la temperatura de brillo, muchos sensores poseen valores de error de ruido menores a 0.3 K, lo que lleva a errores en la TST inferiores a 0.4 K. Por último, podemos ver también que un error en el vapor de agua atmosférico de 0.5 g/cm² lleva a un error de la TST de 0.3 K.

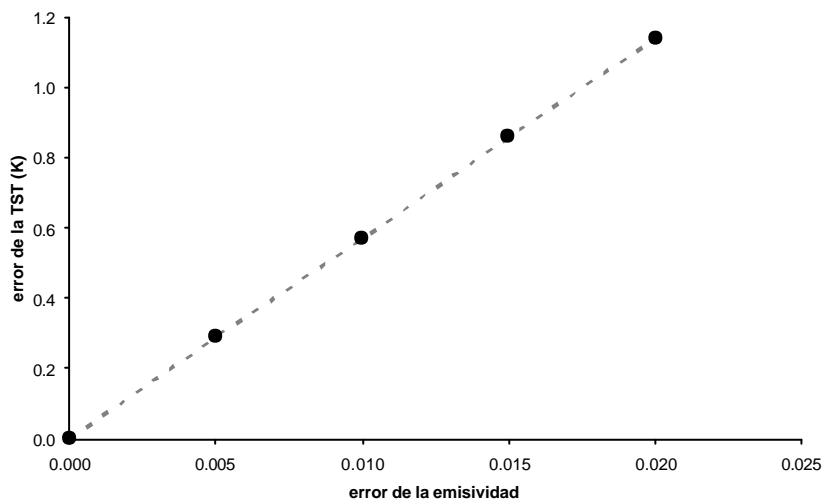


FIGURA 4.3 Errores cometidos en la TST debido a los errores cometidos en la emisividad de la superficie terrestre.

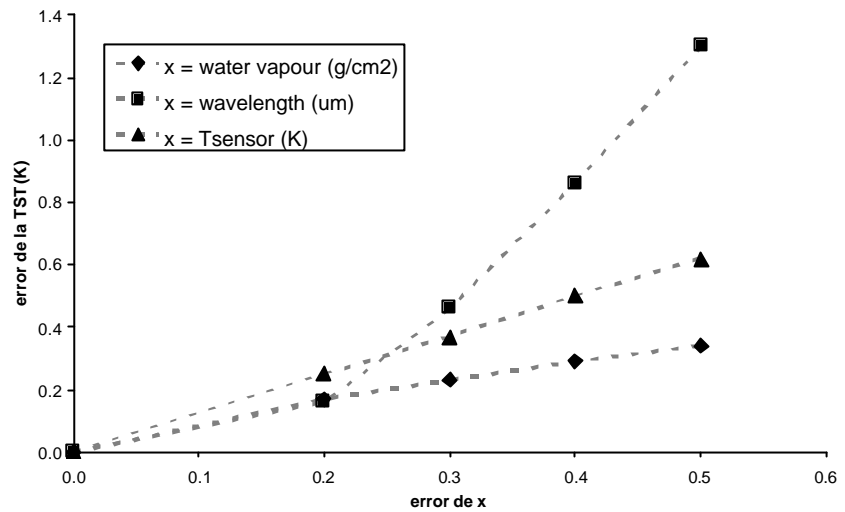


FIGURA 4.4 Errores cometidos en la TST debido a los errores cometidos en el vapor de agua, a longitud de onda y la temperatura de brillo medida por el sensor.

Según Justice et al. (2000), la validación es el proceso de valorar por medios independientes la precisión de los datos obtenidos a partir de los sensores a bordo de satélites o cualquier otra plataforma, mediante una comparación analítica con respecto a unos datos de referencia, que se suponen que representan el valor de la muestra considerada.

A pesar de que los análisis de sensibilidad nos pueden dar una idea de los errores asociados al algoritmo, es por medio de la validación cuando se obtienen unos valores más representativos. En este apartado se presentan dos tipos de validación: 1) utilizando datos de simulación a partir de una serie de radiosondeos y 2) a partir de medidas de campo.

Para realizar la validación a partir de datos simulados, se ha vuelto a considerar el código MODTRAN 3.5 y los 1702 radiosondeos extraídos de la base TIGR utilizados para validar (ver capítulo 3). Para realizar la simulación en este caso, se ha considerado un valor típico de longitud de onda de 11 μm y una serie de

valores de emisividad que van desde 0.7 hasta 1.0. A los valores de TST dados por el radiosondeo se le han restado los valores obtenidos con el algoritmo monocanal generalizado para los 1702 casos distintos. Para estos valores diferencia se ha calculado el promedio (generalmente llamado bias), μ , la desviación estándar, σ , y el error cuadrático medio (generalmente abreviado como RMSE, Root Mean Square Error), dado por:

$$RMSE = \sqrt{\mathbf{m}^2 + \mathbf{s}^2} \quad (4.44)$$

Los valores de TST calculados con el algoritmo monocanal se han obtenido a partir de las funciones atmosféricas particularizadas para el caso de una longitud de onda de 11 μm :

$$\psi_1 = 0.01223 w^3 + 0.00484 w^2 + 0.10694 w + 0.99999 \quad (4.45)$$

$$\psi_2 = -0.07284 w^3 - 0.43815 w^2 - 1.63205 w + 0.16428 \quad (4.46)$$

$$\psi_3 = -0.05415 w^3 + 0.40167 w^2 + 0.89126 w - 0.06322 \quad (4.47)$$

donde el vapor de agua se ha extraído de los radiosondeos TIGR. Los resultados obtenidos para el RMSE se muestran en la Figura 4.5 para distintos rangos de vapor de agua atmosférico. Dos tendencias se observan claramente: los errores disminuyen cuando aumenta la emisividad y los errores aumentan conforme aumenta el rango de vapor de agua considerado. Muchos de los valores de emisividad de la superficie están comprendidos entre 0.95, que puede ser un valor representativo de un suelo desnudo, y la unidad, representativo de la vegetación y el agua. Dentro de este rango de valores de emisividad, podemos ver que el algoritmo monocanal proporciona valores adecuados para vapores de agua de hasta 3 g/cm^2 , con errores inferiores a 1 K. Sin embargo, cuando se considera todo el rango de valores de vapor de agua, desde 0 hasta 6 g/cm^2 , entonces los errores aumentan y se mantienen dentro del rango de 2 a 2.5 K.

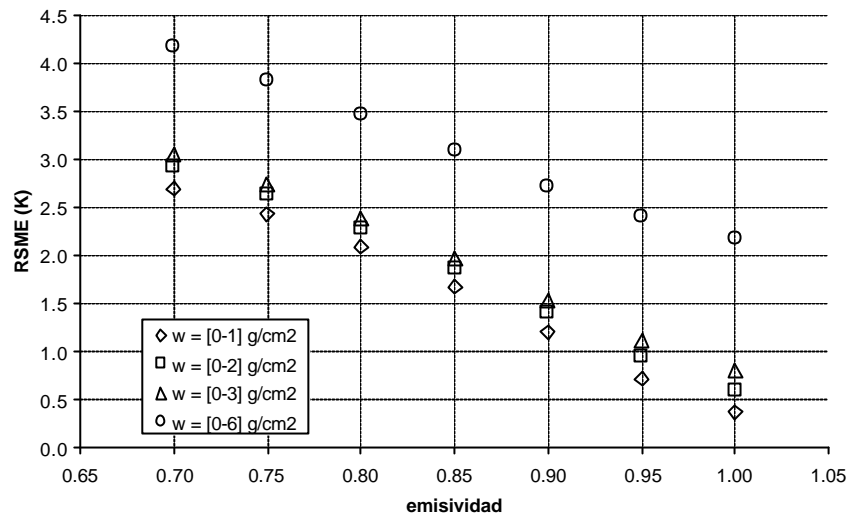


FIGURA 4.5 Errores cuadráticos medios (RMSE) para la TST obtenida con el algoritmo monocanal generalizado para una longitud de onda de 11 μm en función de distintos valores de emisividad. Los errores han sido obtenidos a partir de un proceso de validación realizado con datos de simulación extraídos de un total de 1702 radiosondeos y el código MODTRAN 3.5.

Esta tendencia creciente del error de la TST en función del vapor de agua atmosférico se muestra con mayor claridad en la Figura 4.6, en donde se ha considerado un valor típico de emisividad para vegetación (0.99). En esta gráfica se representa la diferencia entre los valores de la TST obtenidos a partir del radiosondeo y a partir del algoritmo monocanal. Se puede observar claramente como a partir de un valor de vapor de agua de 3 g/cm^2 , las diferencias crecen considerablemente, alcanzando incluso valores extraordinariamente elevados, por encima de 30 K para valores cercanos a los 6 g/cm^2 . También se observa que el algoritmo monocanal tiende a infravalorar la TST conforme aumenta el vapor de agua.

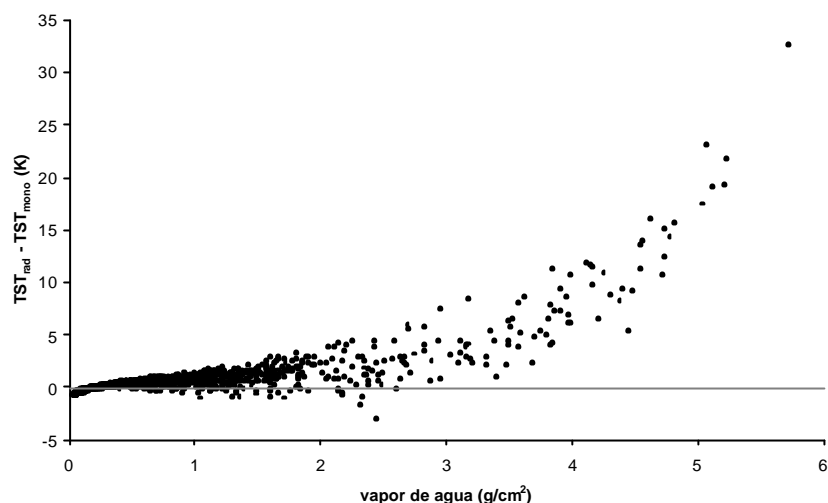


FIGURA 4.6 Diferencia entre la TST obtenida a partir de los radiosondeos (TST_{rad}) y la obtenida con el algoritmo monocanal generalizado (TST_{mono}) para una longitud de onda de $11 \mu m$ en función de distintos valores de vapor de agua. Los valores han sido obtenidos a partir de un proceso de validación realizado con datos de simulación extraídos de un total de 1702 radiosondeos y el código MODTRAN 3.5.

Hay que señalar que el mal funcionamiento del algoritmo monocanal generalizado propuesto en este apartado para valores elevados de vapor de agua es una tendencia general a todos los algoritmos monocanales. Esto es debido a la aproximación que se realiza en los parámetros atmosféricos con el vapor de agua, aproximación que se realiza para evitar la dependencia con los valores proporcionados por los radiosondeos. Estas aproximaciones suelen ser muy inestables para atmósferas húmedas, es decir, con valores de vapor de agua elevados, provocando por tanto errores elevados en la TST. Algunos autores apuntan a que el motivo de este mal funcionamiento del método monocanal está relacionado con la linealización de la función de Planck. Esta afirmación en parte es cierta, pero en última instancia la fuente de error sigue siendo el alto contenido en vapor de agua para atmósferas húmedas, ya que en estos casos las diferencias entre T_s y T_a en comparación con la temperatura alrededor de la cual se realiza el

desarrollo en serie, T_i , son mayores y por tanto aumentan los errores al considerar únicamente el primer término del desarrollo.

Para confirmar este razonamiento, se ha vuelto a aplicar el algoritmo monocanal a los datos de simulación considerando las expresiones originales para las funciones atmosféricas dadas por las Ecuaciones (4.33) a (4.35), es decir, sin ninguna aproximación con el vapor de agua. De esta forma se obtienen las Figuras 4.7 y 4.8, análogas a las anteriores. Podemos observar en este caso como para todos los rangos de valores de vapor de agua se obtienen unos resultados similares. Así, para valores de emisividad entre 0.95 y 1.0, se obtienen unos valores de RMSE inferiores a 0.8 K para todos los casos, incluso para el rango de vapores de agua entre 0 y 6 g/cm^2 . Aunque la gráfica correspondiente a la Figura 4.8 sigue mostrando una tendencia creciente de los errores de la TST con el vapor de agua, se puede observar el gran cambio de escala producido con respecto a la Figura 4.5 es espectacular, obteniendo ahora diferencias menores a 2.5 K en todos los casos, por lo que queda demostrado que la principal fuente de error es debida a la aproximación de los parámetros atmosféricos con el vapor de agua.

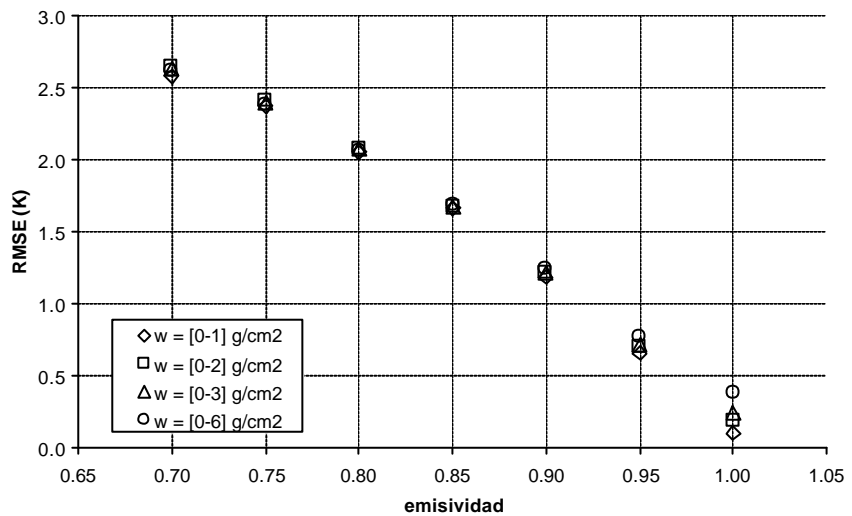


FIGURA 4.7 Gráfica similar a la presentada en la Figura 4.5, pero sin considerar las aproximaciones de las funciones atmosféricas con el vapor de agua.

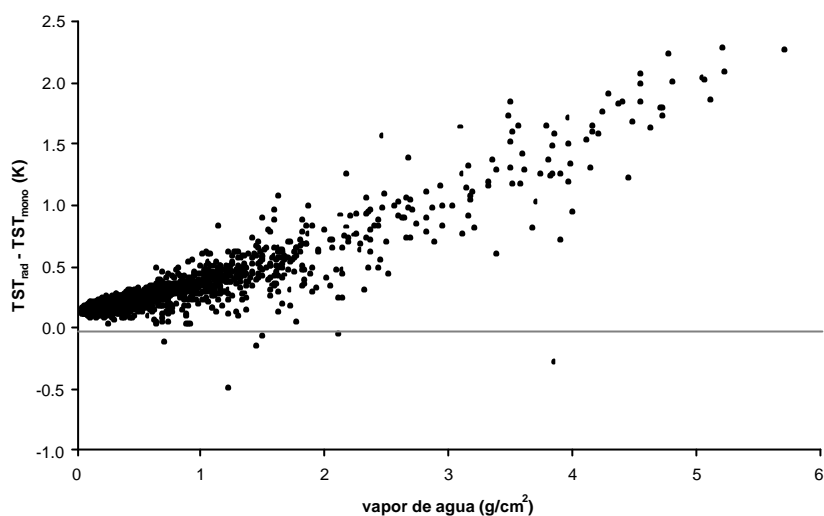


FIGURA 4.8 Gráfica similar a la presentada en la Figura 4.6, pero sin considerar las aproximaciones de las funciones atmosféricas con el vapor de agua.

Con respecto a la validación a partir de datos reales, se han considerado los siguientes sensores y zonas de medida:

a) Sensores: canales 4 (10.79 μm) y 5 (12.00 μm) del sensor AVHRR a bordo de los satélites NOAA-11 y NOAA-12, canales 1 (10.86 μm) y 2 (12.07 μm) del instrumento ATSR2 a bordo de ERS-2 (también conocidos como canales 11 y 12), y el canal 6 del sensor TM a bordo de LANDSAT 5.

b) Zonas de medida: Hay, Walpeup y Uardry en Australia (Prata, 1994), Requena-Utiel en España (Boluda et al., 1998) y el centro de Canadá (Sellers et al., 1995).

Los resultados obtenidos para la base de datos correspondientes a Australia se muestran en la Tabla 4.3, con unos valores de RSME de 1.6 K y 2 K para los canales AVHRR-4 y ATSR2-11. Con los canales AVHRR-5 y ATSR2-12 los resultados son peores, de 2.4 K y 2.8 K respectivamente. Esto es debido a la mayor absorción atmosférica en la zona de los 12 μm en comparación con la zona de los

11 μm . Los resultados obtenidos concuerdan con los obtenidos con algoritmos de tipo *split-window* (Sobrino et al., 1998; Sobrino et al., 2003a).

TABLA 4.3 Validación del algoritmo monocanal generalizado a partir de los datos obtenidos con distintos sensores térmicos sobre distintas zonas de Australia.

SENSOR	ZONA	N° DATOS	w g/cm²	BIAS (K)	s (K)	RMSE (K)
AVHRR-4	Hay, Walpeup	309	0.8-1.2	0.19	1.57	1.58
AVHRR-5	Hay, Walpeup	309	0.8-1.2	1.36	1.92	2.35
ATSR2-11	Uardry	36	0.6-2.1	0.66	1.87	1.98
ATSR2-12	Uardry	36	0.6-2.1	1.88	2.02	2.76

La Tabla 4.4 muestra los resultados obtenidos a partir de la base de datos correspondiente a la zona central de Canadá. Estos datos fueron recogidos durante el experimento BOREAS (BOReal forest Ecosystem Study), llevado a cabo en el verano de 1994. En este caso hay que señalar que el rango de variación del vapor de agua es mayor que en el caso anterior, por lo que se ha considerado distintos casos. Así, para vapores de agua inferiores a 3 g/cm² se obtienen errores inferiores a 1.8 K para el canal AVHRR-4. Este error incrementa considerablemente cuando se incluyen además los datos correspondientes a vapores de agua mayores a 3 g/cm², obteniendo en este caso un valor de 5 K. A modo de comparación, diremos que los algoritmos *split-window* propuestos por Ulivieri et al. (1994) y Sobrino et al. (1997) proporcionan unos errores inferiores a 4 K en todos los casos.

TABLA 4.4 Validación del algoritmo monocanal generalizado a partir de los datos AVHRR obtenidos durante el experimento BOREAS sobre una zona de Canadá.

w (g/cm ²)	N° DATOS	DATOS AVHRR-4			DATOS AVHRR-5		
		BIAS (K)	s (K)	RMSE (K)	BIAS (K)	s (K)	RMSE (K)
0.05 – 5	110	2.33	4.46	5.03	5.47	7.30	9.12
< 4	100	1.41	3.16	3.46	4.10	5.25	6.67
< 3	82	0.51	1.72	1.79	2.69	2.50	3.67
< 2	57	0.18	1.59	1.60	2.15	2.02	2.95

Por lo que respecta a la validación con datos LANDSAT, hay que decir que debido a las características particulares de los datos disponibles más que de una validación habría que hablar de un pequeño test del algoritmo. Una información más detallada se puede encontrar en Sobrino et al. (2004a) (ver Anexo IV). Señalaremos aquí que finalmente se obtiene un valor de RMSE de 1.3 K para un contenido en vapor de agua atmosférico de 1.18 g/cm².

Anteriormente ya apuntamos que la causa fundamental del mal funcionamiento del algoritmo monocanal era la aproximación de los parámetros atmosféricos en función del vapor de agua. Sin embargo, hay que tener en cuenta que existe otra aproximación en las funciones atmosféricas, y es con la longitud de onda. Recordemos que a la hora de obtener unas expresiones generales para las funciones atmosféricas se consideró un filtro ideal con un FWHM de 1 μ m. Aunque los filtros de algunos sensores concuerdan bastante bien con el filtro propuesto, en otros se pueden encontrar diferencias significativas, sobre todo para el caso de la banda 6 del sensor TM de LANDSAT (ver Figura 4.9). Todas estas aproximaciones, en última instancia relacionadas con la dependencia en la longitud de onda efectiva de las funciones atmosféricas, introducirán también errores en la TST. Sin embargo, esta fuente de error puede evitarse simplemente utilizando las funciones filtro de cada sensor, en lugar de una ideal. Al realizar este proceso se pierde generalidad en el algoritmo, pero en principio se gana en precisión.

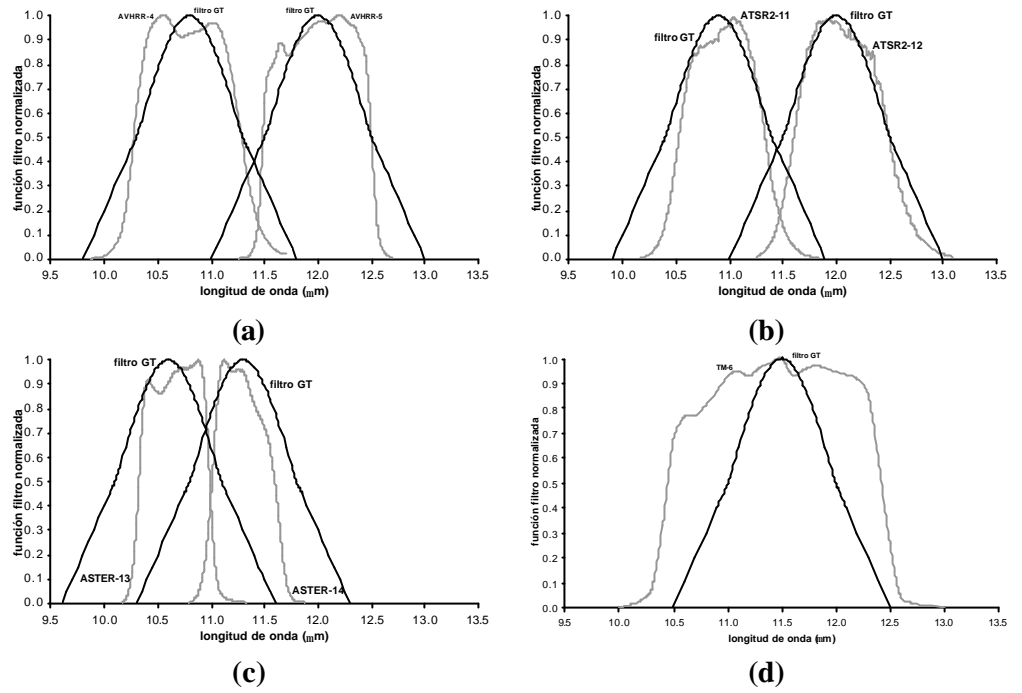


FIGURA 4.9 Comparación entre el filtro gaussiano-triangular (GT) y los filtros correspondientes a las bandas a) 4 y 5 del sensor AVHRR, b) 11 y 12 del sensor ATSR2, c) 13 y 14 del sensor ASTER y d) 6 del sensor TM.

Mostraremos a continuación una serie de expresiones particularizadas para algunos sensores térmicos. Así, proponemos a continuación las siguientes funciones atmosféricas obtenidas utilizando la función filtro de la banda TM-6:

$$\psi_1^{\text{TM6}} = 0.14714 w^2 - 0.15583 w + 1.1234 \quad (4.48)$$

$$\psi_2^{\text{TM6}} = -1.1836 w^2 - 0.37607 w - 0.52894 \quad (4.49)$$

$$\psi_3^{\text{TM6}} = -0.04554 w^2 + 10.8719 w - 0.39071 \quad (4.50)$$

En este caso, al evitar la dependencia con la longitud de onda, hemos podido obtener unas relaciones más simples para las funciones atmosféricas, incluso se ha

reducido en un grado la dependencia con el vapor de agua. Cuando se aplican estas funciones atmosféricas a los datos LANDSAT sobre la zona de Requena-Utiel mencionada en el apartado anterior, el valor de RMSE obtenido es de 0.5 K, por lo que la mejora es considerable.

Otro sensor para el que se encuentran diferencias considerables entre la función filtro ideal y su función filtro real es ASTER, a bordo de la plataforma TERRA. Este instrumento posee cinco bandas térmicas, de la 10 a la 14, con un FWHM de 0.35 μm para las bandas 10 (8.28 μm), 11 (8.64 μm) y 12 (9.07 μm), y un FWHM de 0.70 μm para las bandas 13 (10.66 μm) y 14 (11.27 μm). Las funciones atmosféricas en este caso vienen dadas para la banda 10 por:

$$\psi_1^{\text{ASTER-10}} = 0.0623 w^2 + 0.1899 w + 1.1408 \quad (4.51)$$

$$\psi_2^{\text{ASTER-10}} = -0.4616 w^2 - 2.6908 w - 0.5725 \quad (4.52)$$

$$\psi_3^{\text{ASTER-10}} = -0.0774 w^2 + 1.7052 w + 0.1668 \quad (4.53)$$

para la banda 11 por:

$$\psi_1^{\text{ASTER-11}} = 0.0356 w^2 + 0.1097 w + 1.1029 \quad (4.54)$$

$$\psi_2^{\text{ASTER-11}} = -0.3348 w^2 - 1.7998 w - 0.4468 \quad (4.55)$$

$$\psi_3^{\text{ASTER-11}} = 0.0042 w^2 + 1.1896 w + 0.1639 \quad (4.56)$$

para la banda 12 por:

$$\psi_1^{\text{ASTER-12}} = 0.0331 w^2 + 0.0529 w + 1.0772 \quad (4.57)$$

$$\psi_2^{\text{ASTER-12}} = -0.3481 w^2 - 1.3175 w - 0.2687 \quad (4.58)$$

$$\psi_3^{\text{ASTER-12}} = 0.0359 w^2 + 1.0554 w + 0.0472 \quad (4.59)$$

para la banda 13 por:

$$\psi_1^{\text{ASTER-13}} = 0.0872 w^2 - 0.0497 w + 1.0631 \quad (4.60)$$

$$\psi_2^{\text{ASTER-13}} = -0.7935 w^2 - 0.9574 w - 0.1067 \quad (4.61)$$

$$\psi_3^{\text{ASTER-13}} = 0.0053 w^2 + 1.6269 w - 0.3753 \quad (4.62)$$

y para la banda 14 por:

$$\psi_1^{\text{ASTER-14}} = 0.1309 w^2 - 0.1236 w + 1.0971 \quad (4.63)$$

$$\psi_2^{\text{ASTER-14}} = -1.0973 w^2 - 0.6217 w - 0.2560 \quad (4.64)$$

$$\psi_3^{\text{ASTER-14}} = -0.0371 w^2 + 1.9344 w - 0.5205 \quad (4.65)$$

Por último, presentamos también las funciones atmosféricas obtenidas dentro del marco de la misión SPECTRA. De acuerdo a las especificaciones técnicas correspondientes a esta misión (Harris y Battrick, 2001; Baillion y Labandibar, 2003), se dispondrá de dos canales térmicos, a los cuales nos referiremos mediante las siglas IT (Infrarrojo Térmico) y los números 1 y 2, con un ancho de banda de 0.5 μm y situados en 10.3-10.8 μm y 11.8-12.3 μm . Como de momento no están disponibles las funciones filtro para estos canales, se ha considerado un filtro ideal similar al dado por la Ecuación (4.36) pero considerando un ancho de banda de 0.5 μm y unas longitudes de onda centrales de 10.55 μm y 12.05 μm para los canales IT-1 e IT-2 respectivamente (ver Figura 4.10). Así, las funciones atmosféricas vendrán para el canal IT-1 por:

$$\psi_1^{\text{IT-1}} = 0.0849 w^2 - 0.0606 w + 1.0675 \quad (4.66)$$

$$\psi_2^{\text{IT-1}} = -0.7940 w^2 - 0.7547 w - 0.1859 \quad (4.67)$$

$$\psi_3^{\text{IT-1}} = 0.0292 w^2 + 1.4836 w - 0.3121 \quad (4.68)$$

y para el canal IT-2 por:

$$\psi_1^{IT-2} = 0.2419 w^2 - 0.3585 w + 1.2241 \quad (4.69)$$

$$\psi_2^{IT-2} = -1.8434 w^2 + 0.8948 w - 1.2155 \quad (4.70)$$

$$\psi_3^{IT-2} = -0.0856 w^2 + 2.1751 w - 0.4805 \quad (4.71)$$

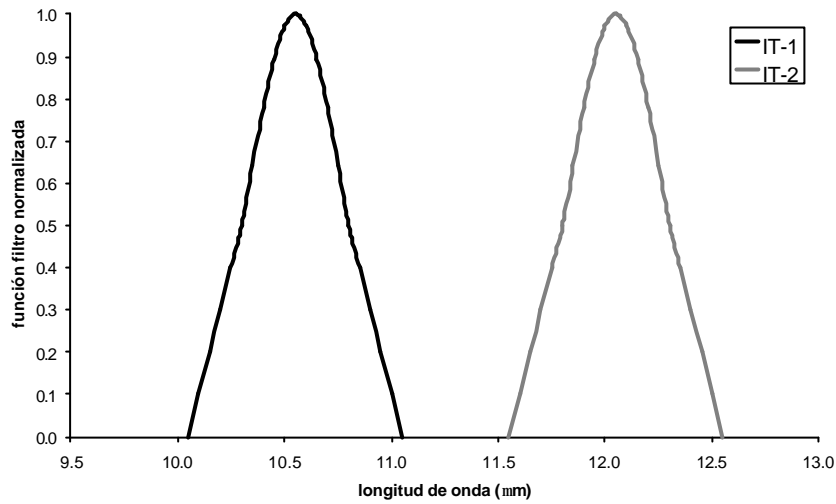


FIGURA 4.10 Filtros ideales considerados para los dos canales térmicos (IT-1, IT-2) propuestos en el marco de la misión SPECTRA.

Por último, otro caso en el que se pueden particularizar y simplificar las funciones atmosféricas es el de la estimación de la temperatura de la superficie del mar, TSM. En este caso, al ser la emisividad próxima a la unidad, la Ecuación (4.30) se puede simplificar a:

$$T_s = g(\mathbf{l}, T_0) \left[\mathbf{y}_1^{mar}(\mathbf{l}, w) L_1^{sen} + \mathbf{y}_2^{mar}(\mathbf{l}, w) \right] + \mathbf{d}(\mathbf{l}, T_0) \quad (4.72)$$

siendo en este caso

$$\mathbf{y}_1^{mar} = \frac{1}{\mathbf{t}(\mathbf{I}, w)} \quad (4.73)$$

$$\mathbf{y}_2^{mar} = -\frac{L^{atm\hat{}}(\mathbf{I}, w)}{\mathbf{t}(\mathbf{I}, w)} \quad (4.74)$$

La dependencia de las funciones atmosféricas con la longitud de onda y el vapor de agua se obtiene de la misma forma que en el caso anterior. Se puede observar que la función ψ_1^{mar} mantiene la misma expresión, mientras que la función ψ_2^{mar} viene dada por:

$$\eta_{2\lambda}^{mar} = -0.027015\lambda^3 + 0.82661\lambda^2 - 8.5005\lambda + 29.3086 \quad (4.75)$$

$$\xi_{2\lambda}^{mar} = 0.12772\lambda^3 - 4.0027\lambda^2 + 42.0045\lambda - 147.7348 \quad (4.76)$$

$$\chi_{2\lambda}^{mar} = -0.23034\lambda^3 + 7.1745\lambda^2 - 74.8482\lambda + 261.0593 \quad (4.77)$$

$$\phi_{2\lambda}^{mar} = 0.33896\lambda^3 - 11.4902\lambda^2 + 129.9832\lambda - 490.5483 \quad (4.78)$$

Para finalizar la exposición referente al algoritmo monocanal generalizado, mostraremos en las siguientes líneas un resultado interesante que puede extraerse a partir de la metodología aquí presentada. Una forma sencilla de definir cuál es la longitud de onda óptima para obtener la TST es aquella para la cual la transmisividad atmosférica es máxima. Para estimar esta longitud de onda, consideraremos la función atmosférica ψ_1 . Esta función viene dada por la inversa de la transmisividad, tal y como muestra la Ecuación (4.33). Por tanto, si queremos que la transmisividad sea máxima, la función ψ_1 deberá ser mínima:

$$\frac{d\mathbf{y}_1}{d\mathbf{I}} = 0 \Rightarrow \frac{d^2\mathbf{y}_1}{d\mathbf{I}^2} > 0 \quad (4.79)$$

Si aplicamos la condición de que la derivada con respecto a la longitud de onda sea cero, podemos obtener la siguiente expresión:

$$A(w) \lambda_{op}^2 + B(w) \lambda_{op} + C(w) = 0 \quad (4.80)$$

donde λ_{op} (longitud de onda óptima) vendrá dada por

$$I_{op} = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (4.81)$$

y los coeficientes A, B y C por:

$$A(w) \equiv 0.0027 w^3 + 0.00096 w^2 + 0.02958 w - 0.46293 \quad (4.82)$$

$$B(w) \equiv -0.03276 w^3 - 0.12296 w^2 - 0.47344 w + 10.5514 \quad (4.83)$$

$$C(w) \equiv 0.04745 w^3 + 1.2021 w^2 + 1.7133 w - 60.1170 \quad (4.84)$$

Si nos quedamos sólo con los valores que cumplen que la segunda derivada sea mayor que cero, obtenemos la gráfica mostrada en la Figura 4.11, en donde se representa el valor de λ_{op} en función del vapor de agua atmosférico.

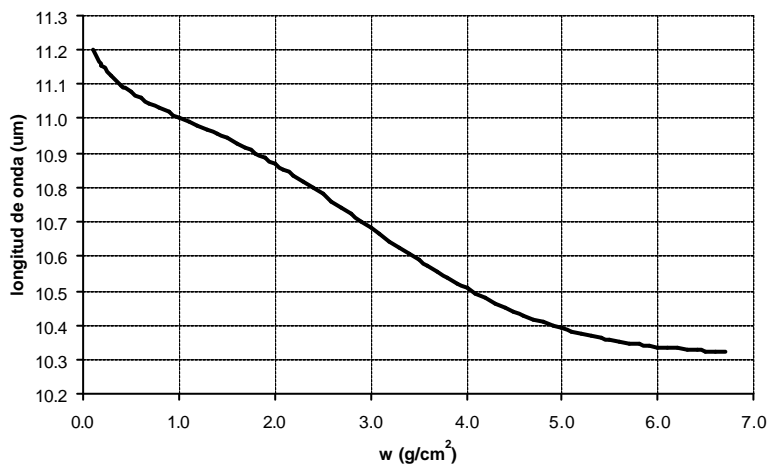


FIGURA 4.11 Longitud de onda óptima (λ_{op}) efectiva en función del contenido en vapor de agua atmosférico (w).

Se observa en la Figura 4.11 una tendencia decreciente en función del vapor de agua. A modo de ejemplo, para un vapor de agua de 1.0 g/cm^2 , la longitud de onda óptima es $11.0 \text{ }\mu\text{m}$, mientras que para 4.0 g/cm^2 , la óptima es $10.5 \text{ }\mu\text{m}$.

4.2.3 Estudio comparativo

Para concluir el apartado dedicado al método monocanal, presentaremos a continuación un breve análisis comparativo entre los distintos algoritmos monocanal propuestos para mostrar las ventajas e inconvenientes de cada uno de ellos. Recordemos en primer lugar que el primer algoritmo monocanal propuesto fue obtenido teóricamente a partir de la ecuación de transferencia radiativa y al que nos referiremos de forma resumida como algoritmo ETR y dada por la Ecuación (4.6). Las aproximaciones consideradas en este algoritmo fueron la linealización de la función de Planck y posteriormente la dependencia de las radiancias atmosféricas ascendente y descendente con la temperatura atmosférica según las Ecuaciones (1.51) y (1.52). De esta forma se obtuvo una expresión teórica para la temperatura de la superficie terrestre en función de valores de transmisividad para el ángulo de observación considerado y para un ángulo de 53° , y de la temperatura atmosférica. El segundo algoritmo propuesto, desarrollado por Qin, Karnieli y Berliner (2001) y al que nos referiremos como algoritmo QK&B, es prácticamente similar al anterior, pero con la aproximación adicional de que las radiancias atmosféricas ascendente y descendente son iguales, evitando por tanto la dependencia con el valor de la transmisividad para un ángulo de 53° . De esta forma la TST viene expresada en función de la transmisividad para un determinado ángulo de observación y de la temperatura atmosférica, tal y como muestra la Ecuación (4.15). Posteriormente se proponen unas expresiones para la transmisividad en función del vapor de agua y para la temperatura atmosférica en función de la temperatura del aire. De esta forma el algoritmo pasa de depender de datos de radiosondeo a depender de datos que pueden ser medidos en campo o incluso obtenidos mediante algunas técnicas de teledetección. Para distinguir estos dos casos diferenciaremos entre algoritmo $\text{QK\&B}_{\text{rad}}$ para referirnos al caso de dependencia con datos de radiosondeo y $\text{QK\&B}_{\text{w,T}}$ para referirnos a la dependencia con el vapor de agua y la temperatura del aire. Por último, se ha presentado el algoritmo monocanal generalizado desarrollado por Jiménez-Muñoz y Sobrino (2003), al que llamaremos algoritmo JM&S, en el que se considera también la

linealización de la función de Planck y en el que se agrupan los parámetros atmosféricos (transmisividad, radiancia ascendente y radiancia descendente) de forma que se definen las llamadas funciones atmosféricas. Posteriormente se considera un desarrollo de estas funciones en función del vapor de agua atmosférico, evitándose con respecto al algoritmo anterior la dependencia con la temperatura del aire. Al igual que en el caso anterior distinguiremos entre JM&S_{rad} y JM&S_w dependiendo de si el algoritmo depende de datos de radiosondeo o de si se considera la aproximación en función del vapor de agua, respectivamente.

Para validar y comparar los distintos algoritmos se han considerado los 1702 radiosondeos TIGR mencionados anteriormente, y se ha tomado un valor de emisividad de la superficie terrestre de 0.98. Los resultados se muestran en la Tabla 4.5. Podemos observar como los algoritmos que no consideran la aproximación con el vapor de agua proporcionan los mejores resultados, aproximadamente entre 0.2 y 0.6 K. Sorprende sin embargo que el algoritmo QK&B_{rad} proporcione mejores resultados que el algoritmo ETR, ya que en este último intervienen menos aproximaciones. Por lo que respecta a los valores obtenidos cuando se consideran las aproximaciones con el vapor de agua, se obtienen unos valores de RMSE de 0.8 K para el algoritmo QK&B y 1.13 K para el algoritmo JM&S. Hay que tener en cuenta que en estos casos se han utilizado sólo 936 radiosondeos en lugar de los 1702 considerados, alcanzando un valor máximo de vapor de agua de 3 g/cm². Esta selección se ha realizado debido a que para el algoritmo QK&B los autores sólo proponen unas expresiones en función del vapor de agua hasta un máximo de 3 g/cm². Además, tampoco muestran expresiones en función de la temperatura del aire para todas las atmósferas estándar. Hay que señalar que si se utilizan los 17602 radiosondeos, el valor de RMSE obtenido para el algoritmo JM&S aumenta hasta 2.3 K.

TABLA 4.5 Validación de los distintos algoritmos monocanal a partir de datos de simulación.

ALGORITMO	BIAS (K)	s (K)	RMSE (K)
ETR	-0.02	0.42	0.42
QK&B _{rad}	-0.08	0.13	0.15
QK&B _{w,T}	0.34*	0.75*	0.82*
JM&S _{rad}	0.49	0.37	0.61
JM&S _w	0.72*	0.86*	1.13*

*Valores obtenidos a partir de 936 radiondeos

Por último, mostramos en las Figuras 4.12 y 4.13 unas gráficas de las diferencias entre la TST extraída del radiosondeo y la TST obtenida con los algoritmos en función del contenido en vapor de agua atmosférico. Así, en la Figura 4.12 se comparan los algoritmos utilizando únicamente datos de radiosondeo. Se puede observar como el algoritmo QK&B_{rad} proporciona la tendencia más constante, con diferencias inferiores a 1 K en todos los casos. Los algoritmos ETR y JM&S_{rad} muestran una tendencia más acusada, aumentando las diferencias conforme aumenta el vapor de agua, con diferencias inferiores a los 3 K en todos los casos. Además, los algoritmos ETR y QK&B_{rad} tienden a sobrestimar la TST, mientras que el algoritmo JM&S_{rad} tiende a subestimarla. La Figura 4.13 muestra una comparación entre el algoritmo QK&B_{w,T} y JM&S_w, donde se ha considerado un valor máximo de vapor de agua de 3 g/cm². Se puede observar como ambos algoritmos proporcionan unos resultados similares, excepto en zonas con bajo contenido en vapor de agua ($w < 0.5$ g/cm²), en las que el algoritmo JM&S proporciona unas diferencias mayores. De todas formas, en atmósferas muy secas (bajo contenido en vapor de agua) muchas veces es preferible no realizar ninguna corrección atmosférica que aplicar un determinado algoritmo, ya que los errores asociados al algoritmos pueden ser mayores que los que se cometerían si no se realizara la corrección.

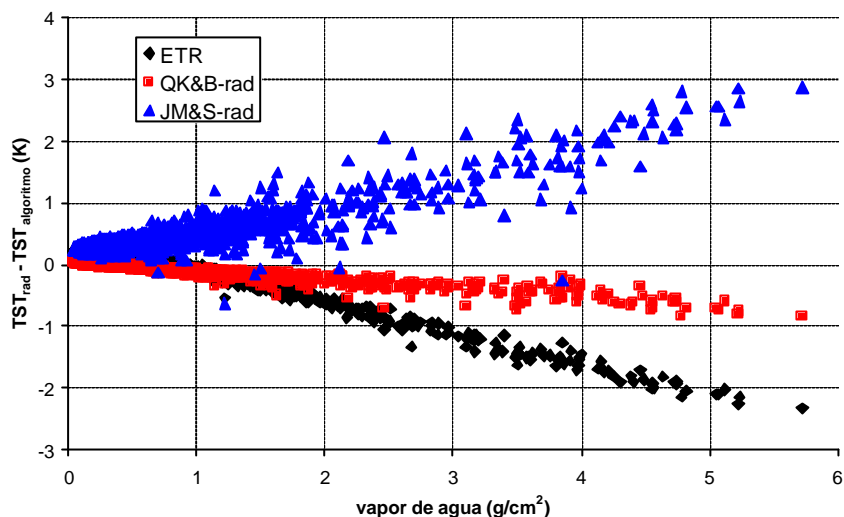


FIGURA 4.12 Diferencia entre la TST obtenida a partir de los radiosondeos (TST_{rad}) y la obtenida con los distintos algoritmos monocanal ($TST_{algoritmo}$) en función de distintos valores de vapor de agua a partir de un proceso de validación realizado con datos de simulación extraídos de un total de 1702 radiosondeos y el código MODTRAN 3.5.

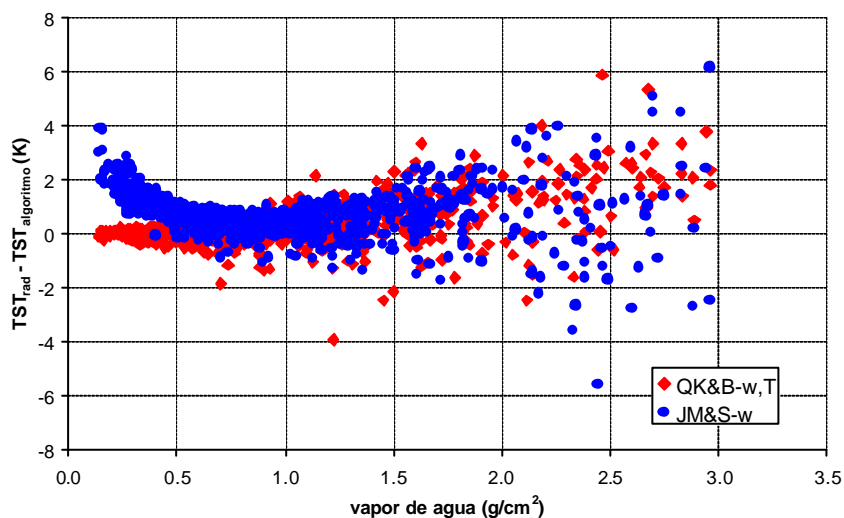


FIGURA 4.13 Similar a la Figura 4.12, pero considerando únicamente los algoritmos QK&B_{w,T} y JM&S_w y un total de 936 radiosondeos.

4.3 MÉTODO BIANGULAR

Debido a las dificultades que plantea la aplicación de la ecuación monocanal, se han desarrollado desde principio de los años 70 técnicas alternativas de corrección atmosférica. La base de estas técnicas reside en la llamada absorción diferencial, basada en el hecho de que la atenuación atmosférica que sufre la radiancia emitida es proporcional a la diferencia entre las radiancias medidas desde satélite para la misma superficie realizadas simultáneamente en dos canales térmicos distintos, sujetos por tanto a distinta absorción atmosférica (McMillin, 1975). Esta diferente absorción también puede conseguirse utilizando un único canal térmico pero con dos ángulos de observación distintos, como es el caso del método biangular que se presentará a continuación.

4.3.1 Desarrollo teórico y análisis de sensibilidad

Para obtener un algoritmo operativo que nos permita estimar la TST a partir de observaciones en un mismo canal pero con dos ángulos de observación distintos, llamados comúnmente nadir (0°) y *forward* (θ), debemos de aplicar la ecuación de transferencia radiativa a dichos ángulos, de forma que a partir de las dos ecuaciones resultantes obtengamos el algoritmo deseado. El desarrollo matemático completo de todo el proceso, aunque sencillo, resulta demasiado laborioso, por lo que se ha incluido en el Apéndice C. Si consultamos este apéndice, en el que se ha seguido el desarrollo propuesto por Sobrino et al. (1996), podemos ver como es posible finalmente llegar a un algoritmo biangular para la estimación de la TST del tipo:

$$T_s = T_n + c_1(T_n - T_f) + c_2(T_n - T_f)^2 + c_0 + (c_3 + c_4 w)(1 - \epsilon_n) + (c_5 + c_6 w)\Delta\epsilon \quad (4.85)$$

donde T_n y T_f son respectivamente las temperaturas de brillo medidas por el sensor en los ángulos nadir y *forward*, ϵ_n es la emisividad en nadir, $\Delta\epsilon = \epsilon_n - \epsilon_f$ es la diferencia de las emisividades en nadir y *forward*, y w es el vapor de agua atmosférico. Los coeficientes c_0 a c_6 , llamados coeficientes biangulares, pueden

obtenerse mediante una simulación. Cuando el algoritmo biangular desea aplicarse para la obtención de la TSM, bastará simplemente con considerar el algoritmo

$$T_s = T_n + c_1(T_n - T_f) + c_2(T_n - T_f)^2 + c_0 \quad (4.86)$$

ya que la emisividad del mar es conocida y próxima a la unidad.

Para obtener el error total, $e_{total}(T_s)$, asociado al algoritmo bicanal dado por la Ecuación (4.85), consideraremos la suma cuadrática de las distintas fuentes de error:

$$e_{total}(T_s) = \sqrt{\mathbf{d}_{simulación}^2 + \mathbf{d}_{ruido}^2 + \mathbf{d}_{emisividad}^2 + \mathbf{d}_{vapor}^2} \quad (4.87)$$

donde $\delta_{simulación}$ hace referencia a la desviación estándar o error en la estimación obtenida al realizar los ajustes estadísticos que permiten obtener los coeficientes biangular tal y como se verá en el apartado siguiente, y los términos δ_{ruido} , $\delta_{emisividad}$ y δ_{vapor} son las contribuciones correspondientes a los errores cometidos en las temperaturas radiométricas medidas por el sensor, en la emisividad y en el contenido en vapor de agua atmosférico, respectivamente. Estos términos pueden calcularse considerando la teoría clásica de errores:

$$\mathbf{d}_{ruido} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_s}{\partial T_n}\right)^2 e^2(T_n) + \left(\frac{\partial T_s}{\partial T_f}\right)^2 e^2(T_f)} \quad (4.88)$$

$$\mathbf{d}_{emisividad} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_s}{\partial \mathbf{e}_n}\right)^2 e^2(\mathbf{e}_n) + \left(\frac{\partial T_s}{\partial \Delta \mathbf{e}}\right)^2 e^2(\Delta \mathbf{e})} \quad (4.89)$$

$$\mathbf{d}_{vapor} = \left(\frac{\partial T_s}{\partial w}\right) e(w) \quad (4.90)$$

donde la letra 'e' hace referencia al error asociado a la magnitud en cuestión y el término correspondiente al error de $\Delta \mathbf{e}$ vendrá dado a su vez por

$e(\Delta \mathbf{e}) = \sqrt{e^2(\mathbf{e}_n) + e^2(\mathbf{e}_f)}$. Si consideramos ahora la Ecuación (4.85) y realizamos las derivadas parciales, podemos obtener finalmente:

$$\mathbf{d}_{\text{ruido}} = \sqrt{\left[1 + 2c_2(T_n - T_f) + c_1\right]^2 e^2(T_n) + \left[-c_1 - 2c_2(T_n - T_f)\right]^2 e^2(T_f)} \quad (4.91)$$

$$\mathbf{d}_{\text{emisividad}} = \sqrt{\left[-(c_3 + c_4 w)\right]^2 e^2(\mathbf{e}_n) + (c_5 + c_6 w)^2 \left[e^2(\mathbf{e}_n) + e^2(\mathbf{e}_f)\right]} \quad (4.92)$$

$$\mathbf{d}_{\text{vapor}} = [c_4(1 - \mathbf{e}_n) + c_6 \Delta \mathbf{e}] e(w) \quad (4.93)$$

Estas expresiones serán utilizadas en el apartado siguiente, en el cual se mostrarán los errores totales obtenidos para el algoritmo biangular en distintas situaciones.

4.3.2 Simulación y aplicación a la misión SPECTRA

Para poder obtener la TST mediante el algoritmo biangular, es necesario conocer los valores numéricos correspondientes a los coeficientes biangulares (a_k , $k = 0,6$) mostrados en la Ecuación (4.85). Estos coeficientes se obtendrán mediante una simulación a partir de una base de datos de radiosondeos y MODTRAN 3.5, tal y como se explicó en el capítulo 3. Para realizar este proceso necesitaremos conocer la función filtro correspondiente y el ángulo de observación para el término forward. Para ello se considerarán las características correspondientes a la misión SPECTRA. Como funciones filtro se considerarán las correspondientes a los canales IT-1 e IT-2 (ver Figura 4.10). Como ángulos de observación *forward* se considerará 45° y 60° OZA (Observer Zenithal Angle). El valor de 30° se ha omitido porque los efectos angulares cobran importancia precisamente a partir de este valor.

Para la simulación correspondiente al caso que nos ocupa, es necesario además recurrir a una serie de espectros de emisividad (ver capítulo 3), que deberán ser filtrados para obtener el correspondiente valor efectivo de acuerdo a la Ecuación (4.2). Este es precisamente el punto crítico a la hora de realizar

simulaciones para algoritmos biangular, ya que es necesario conocer el término $\Delta\epsilon$ y, por tanto, la variación angular de la emisividad, mientras que los espectros de emisividad considerados están referidos a valores en nadir. Para la vegetación y el agua no encontramos ningún problema, ya que la primera presenta una variación angular prácticamente nula y la variación angular de la segunda es bien conocida e incluso está modelizada (Masuda et al., 1988). Por lo que respecta a las rocas, su variación angular de la emisividad no es conocida, por lo que estos espectros no serán considerados. Para los suelos se pueden encontrar distintos valores angulares en la literatura (Labeled y Stoll, 1991; Rees y James, 1992; Sobrino y Cuenca, 1999), pero estos valores publicados no cubren todos los distintos tipos de suelos incluidos en la librería espectral de ASTER. Para solventar este problema se han considerado distintas variaciones angulares posibles, desde 0.01 hasta 0.05, en incrementos de 0.01. En la Tabla 4.6 se muestran los resultados obtenidos para los errores de la TST obtenida con el algoritmo biangular para las distintas combinaciones e incrementos de emisividad. Los errores han sido obtenidos según lo explicado anteriormente, por medio de las Ecuaciones (4.87) a (4.93). Para aplicar estas expresiones se han considerado los siguientes errores típicos: $e(T_n) = e(T_f) = 0.1$ K, $e(\epsilon_n) = e(\epsilon_f) = 0.01$ y $e(w) = 0.5$ g/cm². Según los resultados obtenidos, se observa en primer lugar que en general el canal IT-2 (12.05 μ m) proporciona peores resultados que el canal IT-1 (10.55 μ m), hecho que puede explicarse debido a la mayor absorción atmosférica para la longitud de onda de 12 μ m. Por lo que respecta a la combinación de ángulos, tomando un ángulo de observación *forward* de 60° se obtienen mejores resultados que tomando un valor de 45°, lo cual puede explicarse debido a que existe una mayor absorción diferencial para nadir-60° que para nadir-45°. Si nos fijamos ahora en los incrementos de emisividad, parece existir un ligero aumento en el error total del algoritmo conforme aumenta la emisividad, excepto en el caso de un incremento de 0.02, en el que se aprecia un ligero descenso del error. De todas formas, el análisis del error en función de los valores de incrementos de emisividad considerados resulta difícil de interpretar, ya que en la realidad cada tipo de suelo tendrá su dependencia angular de emisividad. Con esto lo que queremos decir es que el incremento de emisividad entre nadir y *forward* debe ser característico de cada superficie, y por lo tanto no puede elegirse “aleatoriamente” y suponerse constante para todos los tipos de suelo. En nuestro caso nos hemos visto obligados a tomar esta decisión debido a la falta de información al respecto, lo que sin duda manifiesta la importancia de seguir

realizando medidas y estudios sobre la dependencia angular de la emisividad (volveremos a tratar este tema en el capítulo 6).

TABLA 4.6 Error total para la TST obtenida a partir de un algoritmo biangular considerando distintos valores para el incremento de la emisividad entre nadir y *forward* para los suelos.

CANAL	FORWARD (°)	De	$d_{\text{simulación}}$ (K)	d_{ruido} (K)	$d_{\text{emisividad}}$ (K)	d_{vapor} (K)	$e_{\text{total}}(T_s)$ (K)
IT-1	45°	0.01	0.12	0.54	1.28	0.06	1.40
IT-1	45°	0.02	0.20	0.52	1.25	0.24	1.38
IT-1	45°	0.03	0.28	0.49	1.38	0.42	1.54
IT-1	45°	0.04	0.32	0.45	1.42	0.56	1.63
IT-1	45°	0.05	0.33	0.42	1.39	0.67	1.63
IT-1	60°	0.01	0.16	0.30	0.59	0.06	0.69
IT-1	60°	0.02	0.16	0.29	0.57	0.04	0.66
IT-1	60°	0.03	0.18	0.29	0.56	0.12	0.67
IT-1	60°	0.04	0.23	0.29	0.57	0.21	0.71
IT-1	60°	0.05	0.27	0.28	0.59	0.31	0.77
IT-2	45°	0.01	0.32	0.62	1.17	0.18	1.37
IT-2	45°	0.02	0.40	0.60	1.22	0.43	1.48
IT-2	45°	0.03	0.50	0.55	1.43	0.69	1.75
IT-2	45°	0.04	0.55	0.50	1.49	0.89	1.89
IT-2	45°	0.05	0.57	0.46	1.44	1.03	1.92
IT-2	60°	0.01	0.43	0.34	0.57	0.09	0.80
IT-2	60°	0.02	0.44	0.34	0.50	0.19	0.77
IT-2	60°	0.03	0.46	0.33	0.50	0.30	0.81
IT-2	60°	0.04	0.50	0.33	0.55	0.41	0.91
IT-2	60°	0.05	0.54	0.32	0.61	0.54	1.03

Como información adicional, se muestran también en la Tabla 4.7 los coeficientes bicanal obtenidos para las distintas combinaciones. Para más detalles acerca de algoritmos biangulares operativos y aplicados a sensores como el ATSR

(Along Track Scanning Radiometer) o el más reciente AATSR (Advanced ATSR) el lector puede acudir a Prata (1994), Sobrino et al. (1996) y Sobrino et al. (2004b).

TABLA 4.7 Coeficientes biangular para las distintas combinaciones (ver Ecuación 4.85).

CANAL	De	c_6	c_5	c_4	c_3	c_2	c_1	c_0
IT-1: 0° – 45°	0.01	29.933	-147.16	-6.471	52.015	0.579	2.068	0.226
IT-1: 0° – 45°	0.02	30.719	-145.50	-4.000	45.302	0.487	1.881	0.486
IT-1: 0° – 45°	0.03	35.198	-162.93	-5.979	49.359	-0.096	3.197	-0.002
IT-1: 0° – 45°	0.04	36.113	-168.38	-9.023	55.512	-0.469	4.278	-0.487
IT-1: 0° – 45°	0.05	34.307	-162.52	-10.523	59.585	-0.567	4.684	-0.772
IT-1: 0° – 60°	0.01	13.080	-62.65	-7.896	55.519	0.145	0.954	0.035
IT-1: 0° – 60°	0.02	13.323	-61.18	-6.195	51.247	0.169	0.749	0.295
IT-1: 0° – 60°	0.03	13.199	-59.77	-4.462	46.931	0.176	0.614	0.510
IT-1: 0° – 60°	0.04	13.559	-61.27	-3.179	43.892	0.142	0.702	0.510
IT-1: 0° – 60°	0.05	15.067	-66.05	-3.698	44.494	0.085	0.923	0.400
IT-2: 0° – 45°	0.01	37.992	-148.14	-0.785	35.457	1.093	1.070	0.934
IT-2: 0° – 45°	0.02	38.911	-154.48	4.774	21.856	0.832	1.263	1.151
IT-2: 0° – 45°	0.03	46.028	-182.31	1.967	27.959	0.119	2.978	0.501
IT-2: 0° – 45°	0.04	47.558	-189.20	-2.522	37.981	-0.364	4.333	-0.149
IT-2: 0° – 45°	0.05	45.267	-181.92	-5.550	44.715	-0.562	4.988	-0.526
IT-2: 0° – 60°	0.01	21.455	-70.79	-1.213	36.232	0.304	0.286	0.938
IT-2: 0° – 60°	0.02	16.170	-58.28	3.169	25.939	0.317	0.103	1.251
IT-2: 0° – 60°	0.03	15.598	-58.27	6.507	18.133	0.295	0.103	1.407
IT-2: 0° – 60°	0.04	17.275	-65.35	7.401	15.967	0.226	0.385	1.269
IT-2: 0° – 60°	0.05	19.550	-74.20	6.240	18.465	0.133	0.839	0.924

4.3.3 Estimación del ángulo de observación *forward* óptimo

Hemos visto en el apartado anterior como la combinación nadir-60° proporcionaba mejores resultados que nadir-45°. Sin embargo, es posible que exista otro ángulo *forward* que proporcione mejores resultados que el de 60°. Para estimar

este ángulo de observación forward óptimo se puede realizar una simulación para distintos ángulos y calcular el error asociado a cada uno de ellos. El ángulo forward óptimo corresponderá a aquella combinación que proporcione el error mínimo. Para evitar los problemas mencionados anteriormente con la dependencia angular de la emisividad, se ha considerado un algoritmo para la estimación de la temperatura del mar, dado por la Ecuación (4.86). La simulación ha sido realizada para el canal IT-1 considerando 5 ángulos de observación diferentes, desde 15° hasta 75° en incrementos de 15° (siempre referidos a ángulos del observador, OZA, a no ser que se indique lo contrario). Los resultados obtenidos para los errores se muestran en la Tabla 4.8, donde se ha considerado un error para las temperaturas radiométricas T_n y T_f de 0.1 K y 0.05 K.

TABLA 4.8 Errores para la temperatura de mar obtenidos mediante un algoritmo biangular para distintos ángulos *forward* considerando unos errores para las temperaturas radiométricas medidas por el sensor de 0.1 K y 0.05 K.

COMBINACIÓN	$d_{\text{simulación}}$ (K)	$e(T_n, T_f) = 0.1$ (K)			$e(T_n, T_f) = 0.05$ (K)	
		d_{ruido} (K)	$e_{\text{total}}(T_s)$ (K)	d_{ruido} (K)	$e_{\text{total}}(T_s)$ (K)	
TIR1 nadir-15°	0.12	4.82	4.82	2.41	2.41	
TIR1 nadir-30°	0.10	1.27	1.27	0.63	0.64	
TIR1 nadir-45°	0.12	0.60	0.64	0.30	0.37	
TIR1 nadir-60°	0.83	0.38	0.91	0.19	0.85	
TIR1 nadir-75°	1.74	0.17	1.75	0.08	1.74	

Si representamos ahora los valores del error de la temperatura, $e(T_s)$, en función del ángulo *forward*, θ_b , obtenemos una parábola tal y como se muestra en la Figura 4.14. Realizando un ajuste por mínimos cuadrados podemos obtener la siguiente expresión:

$$e(T_s) = 0.0031q_f^2 - 0.32q_f + 8.671 \quad (4.94)$$

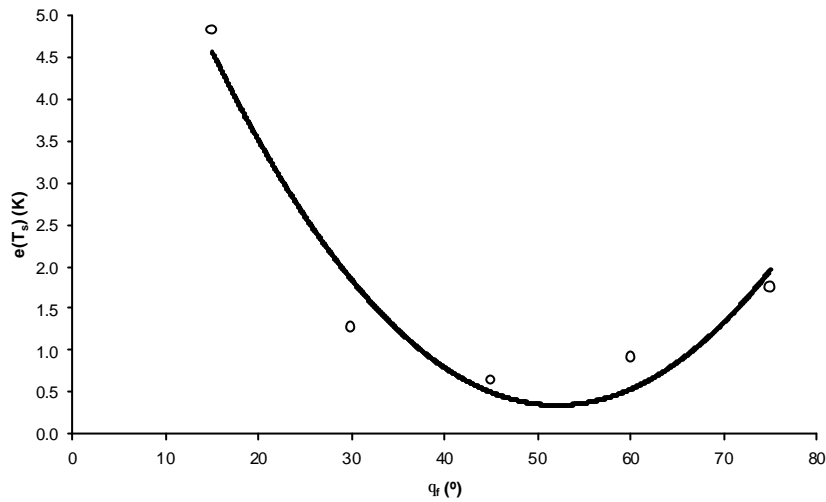


FIGURA 4.14 Error total para la temperatura de mar obtenida con un algoritmo biangular en función del ángulo de observación *forward* (θ_f) considerado. El ángulo de observación está referido al observador (OZA).

El ángulo para el cual el error es mínimo puede calcularse considerando que la derivada de la Ecuación (4.94) es nula y despejando para θ_f :

$$\frac{de(T_s)}{dq_f} = 0 \Rightarrow q_f^{\min} = 52^\circ \quad (4.95)$$

Por lo tanto, según la simulación realizada, el ángulo forward óptimo sería de 52° OZA, lo que se corresponde aproximadamente con un ángulo de observación desde satélite de unos 45° obtenido según la siguiente ecuación:

$$\text{sen}q_{\text{satelite}} = \left(\frac{R_T}{R_T + h} \right) \text{sen}q_{\text{OZA}} \quad (4.96)$$

siendo R_T el radio de la Tierra (~ 6370 km) y h la altura del satélite (~ 700 km). Si sustituimos el valor de 52° en la Ecuación (4.94), obtenemos un error de 0.4 K. Hay que señalar que si en lugar de tomar como error de T_n y T_f 0.1 K tomamos 0.05 K (que representa el error de ruido para el sensor AATSR – Advanced Along Track Scanning Radiometer), obtendríamos en este caso un error final para la temperatura de mar de 0.3 K, que se corresponde con la precisión requerida para los estudios climáticos (Barton, 1992).

4.4 METODO BICANAL O *SPLIT-WINDOW*

La técnica bicanal, llamada *split-window* cuando se aplica dentro de la región 10-12.5 μm , se basa al igual que la técnica biangular en la absorción diferencial, esta vez a partir de dos canales térmicos distintos dentro de la ventana atmosférica. En contraste con el método biangular, mucho menos abordado, numerosos han sido los trabajos realizados utilizando esta técnica, tanto para obtener la temperatura de la superficie del mar (Deschamps and Pulphin, 1980; McClain et al., 1985; Sobrino et al., 1993b, etc.) como la temperatura de la superficie terrestre (Price, 1984; Becker and Li, 1990a; Sobrino et al., 1991; Prata, 1993; Sobrino et al., 1994; Sobrino et al., 2004c, etc.). El lector interesado en los algoritmos propuestos y aplicados a distintos sensores puede acudir a las referencias dadas, si bien a continuación presentaremos el desarrollo teórico que nos permitirá obtener un algoritmo *split-window* similar al algoritmo biangular mostrado en el apartado anterior. Posteriormente se realizará también una comparación entre ambas técnicas entre sí y entre estas técnicas y el método monocanal, señalando las ventajas e inconvenientes de cada una de ellas.

4.4.1 Desarrollo teórico y análisis de sensibilidad

Para obtener el algoritmo *split-window* deseado, basta con seguir el desarrollo teórico correspondiente al algoritmo biangular (ver Apéndice C) sustituyendo los subíndices 'n' y 'f' referentes a las observaciones nadir y *forward* por los subíndices 'i' y 'j', que hacen referencia a dos canales térmicos distintos para un mismo ángulo de observación. Si consideremos por un momento que se cumplen las siguientes aproximaciones: i) la transmisividad para un ángulo de

observación de 53° es igual tanto para el canal 'i' como para el canal 'j', es decir, $\tau_i^{53^\circ} \cong \tau_j^{53^\circ} \cong \tau^{53^\circ}$ y ii) la radiación de cuerpo negro a la temperatura T_s es la misma para ambos canales de forma que $B_i(T_s) \cong B_j(T_s)$, es posible obtener finalmente el siguiente algoritmo bicanal o *split-window*, con la misma estructura que el algoritmo biangular dado por la Ecuación (4.85):

$$T_s = T_i + c_1(T_i - T_j) + c_2(T_i - T_j)^2 + c_0 + (c_3 + c_4 w)(1 - e) + (c_5 + c_6 w)\Delta e \quad (4.97)$$

donde en este caso el término ε representa una emisividad media $\varepsilon = \frac{1}{2}(\varepsilon_i + \varepsilon_j)$ y el término $\Delta\varepsilon$ representa la diferencia de emisividad entre los dos canales térmicos $\Delta\varepsilon = (\varepsilon_i - \varepsilon_j)$. Los coeficientes c_0 a c_6 serán llamados en este caso coeficientes *split-window*. Hay que tener en cuenta que el algoritmo *split-window* dado por la Ecuación (4.97) sólo puede obtenerse teóricamente considerando las aproximaciones mencionadas, las cuales, a pesar de poder ser válidas para longitudes de onda muy próximas, pueden no ser del todo correctas para longitudes de onda típicas de algoritmos bicanal. De todas formas el buen funcionamiento del algoritmo mostrado en la Ecuación (4.97) quedará demostrado por los buenos resultados obtenidos, como se verá en los apartados siguientes y, además, por el hecho de que se puede obtener el mismo efecto en la absorción atmosférica usando dos medidas simultáneas en dos canales diferentes que usando un canal pero con diferentes ángulos (Sobrino et al., 1996). Debemos mencionar también que la aproximación dada por $B_i(T_s) \cong B_j(T_s)$, realizada con el fin de poder aplicar el mismo desarrollo que para el algoritmo biangular a partir de la Ecuación (C.5) mostrada en el Apéndice C, puede evitarse realizando un desarrollo en serie de Taylor alrededor de la longitud de onda en lugar de la temperatura (McMillin y Crosby, 1984). Sin embargo, en comparación con la Ecuación (4.97), el algoritmo *split-window* mediante este proceso tendrá una estructura distinta y menos operativa (Sobrino et al., 1994).

Por lo que respecta al análisis de sensibilidad del algoritmo, se pueden aplicar las mismas expresiones que las mostradas en el apartado 4.3.1 sustituyendo los subíndices 'n' y 'f' por 'i' y 'j', con la única salvedad de que en este caso el

error $e(\epsilon_n)$ que aparece en la Ecuación (4.89) deberá ser sustituido por el error de la emisividad media, $e(\epsilon)$, que vendrá dado por :

$$e(\mathbf{e}) = \frac{1}{2} \sqrt{e^2(\mathbf{e}_i) + e^2(\mathbf{e}_j)} \quad (4.98)$$

4.4.2 Algoritmo bicanal generalizado: combinación de canales óptima

Para poder aplicar el algoritmo *split-window* y estimar los errores asociados a la TST obtenida mediante esta técnica, necesitaremos obtener los coeficientes *split-window*. Para ello recurriremos, como en casos anteriores, a una simulación para un ángulo de observación en nadir. La filosofía del procedimiento seguido es similar a la del algoritmo monocanal generalizado mostrado en el apartado 4.2.2, es decir, se pretende en principio obtener algoritmos generalizados y *a priori* no particularizados para ningún sensor térmico en concreto. Para ello necesitaremos considerar las funciones filtro correspondientes así como la combinación de canales 'i' y 'j'. Por lo que respecta a las funciones filtro se ha considerado el filtro ideal mostrado en el apartado 4.2.2 (Figura 4.1). Para la combinación de canales, se ha considerado la región del infrarrojo térmico correspondiente a la ventana atmosférica de 8-13 μm , y se han considerado todas las combinaciones de longitudes de onda posibles dentro de esta región y en incrementos de 0.1. Dicho de otra forma, se han considerado canales térmicos representados por funciones filtro ideales centradas en 8.0 μm , 8.1 μm , ... hasta 13.0 μm y se han realizado todas las combinaciones de canales posibles. Para todas estas combinaciones, 1275 en total, se han obtenido los coeficientes *split-window* y la desviación estándar asociada con el ajuste estadístico realizado. Un análisis de los valores de desviación estándar obtenidos nos puede proporcionar información de cuáles son las combinaciones de canales óptimas para obtener la TST mediante algoritmos *split-window*. Resulta complicado mostrar aquí tal cantidad de datos, por lo que en la Tabla 4.9 se muestran las combinaciones que mejores resultados han proporcionado, todas ellas con desviaciones estándar inferiores a los 0.5 K. Se puede observar como la mayoría de combinaciones están centradas en la combinación 11 y 12 μm , que es una combinación típica en este tipo de algoritmos. A modo de ejemplo, se muestra en la Ecuación (4.99) el algoritmo obtenido para dicha combinación.

TABLA 4.9 Combinaciones de longitudes de onda óptimas para algoritmos split-window. σ representa la desviación estándar o error en la estimación correspondiente al algoritmo obtenida a partir de ajustes estadísticos.

BANDA i (mm)	BANDA j (mm)	s (K)
11.0	11.9	0.47
11.0	12.0	0.47
10.9	12.2	0.47
10.9	12.1	0.47
11.0	11.8	0.47
11.0	12.1	0.48
11.0	11.7	0.48
10.9	12.0	0.48
10.9	12.3	0.48
11.0	11.6	0.48
10.9	11.9	0.48
11.0	12.2	0.48
11.0	11.5	0.48
11.1	11.6	0.48
10.9	12.4	0.48
10.8	12.4	0.49
11.1	11.7	0.49
11.1	11.5	0.49
11.1	11.9	0.49
10.8	12.3	0.49
11.0	12.3	0.49
11.1	11.8	0.49
10.9	11.8	0.49
11.1	11.4	0.49
11.0	11.4	0.49
11.1	12.0	0.49
10.8	12.5	0.49
11.1	11.3	0.49
11.1	12.1	0.49

$$T_s = T_{11} + 2.041(T_{11} - T_{12}) + 0.2543(T_{11} - T_{12})^2 - 0.128 + (59.008 - 8.561w)(1 - e) + (-116.965 + 22.300w)\Delta e \quad (4.99)$$

Cuando el algoritmo *split-window* dado por la Ecuación (4.99) se aplica al conjunto de 1702 radiosondeos utilizados para el proceso de validación considerando un valor de emisividad correspondiente a la vegetación (en concreto se ha utilizado el espectro de emisividad de las coníferas), se obtiene un valor de bias de 0.23 K y una desviación estándar de 1.14 K, lo que lleva a un valor de RMSE de 1.16 K. Las diferencias entre los valores de TST extraídos de los radiosondeos y los proporcionados por el algoritmo se pueden apreciar con mayor detalle en la Figura 4.15, donde se representan estas diferencias en función del contenido en vapor de agua atmosférico.

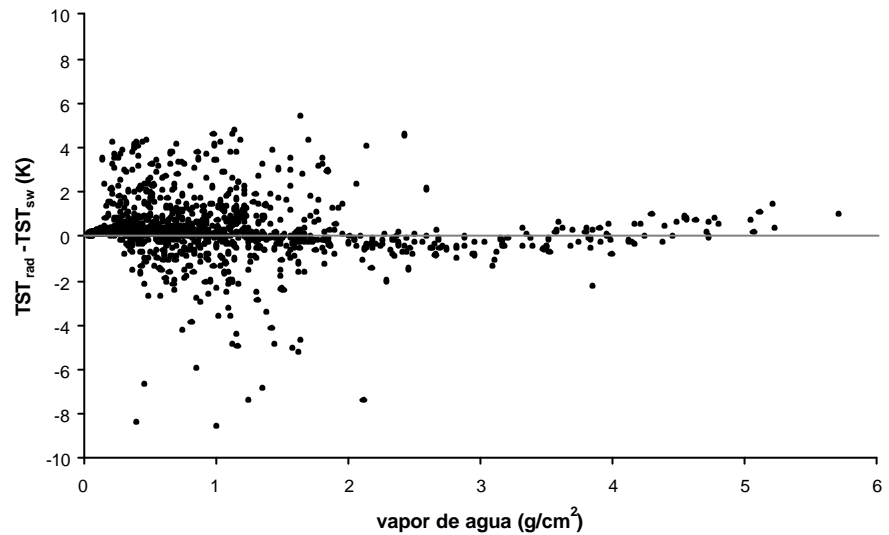


FIGURA 4.15 Diferencias entre la temperatura de la superficie terrestre extraída de los 1702 radiosondeos utilizados para la validación (TST_{rad}) y la obtenida mediante el algoritmo *split-window* (TST_{sw}) en función del contenido en vapor de agua atmosférico. Se ha considerado un valor de emisividad correspondiente a vegetación (coníferas).

Se puede observar en la Figura 4.15 como existe una mayor dispersión de puntos para vapores de agua pequeños y medios (aproximadamente entre 0 y 2 g/cm²), con una diferencia de temperaturas comprendida en la mayoría de los casos entre ± 4 K, mientras que para valores de vapor de agua elevados (a partir de 3 g/cm²) las diferencias se mantienen constantes e inferiores en todos los casos a 1.5 K.

4.4.3 Efecto de la anchura de banda (FWHM)

Para poder obtener los resultados mostrados en el apartado anterior se ha considerado el filtro ideal propuesto en el apartado dedicado al algoritmo monocanal generalizado. Recordemos que este filtro tenía una anchura de banda o FWHM de 1 μm , por lo que a la hora de obtener los algoritmos split-window anteriores se han considerado combinaciones de canales térmicos con anchuras de 1 μm . Sin embargo, resulta interesante saber cuál es la influencia de la anchura de banda sobre el valor de la TST obtenida a partir de estos algoritmos. Para ello se ha considerado el algoritmo correspondiente a 11 y 12 μm y se han vuelto a realizar simulaciones considerando valores de FWHM de 0.5 μm , 1.0 μm , 1.5 μm y 2.0 μm . Los valores de desviación estándar obtenidos se muestran en la Figura 4.16. Se puede observar como la desviación estándar permanece más o menos constante para valores de FWHM de 0.5 μm y 1.0 μm , pero aumenta para valores de 1.5 μm y 2.0 μm . Los valores mostrados en esta figura pueden ajustarse a una parábola obteniendo la siguiente expresión:

$$\sigma = 0.33 \text{ FWHM}^2 - 0.479 \text{ FWHM} + 0.6475 \quad (4.100)$$

donde σ representa la desviación estándar. Calculando la derivada de la Ecuación (4.100) e igualando a cero, podemos obtener el valor de FWHM para el cual la σ sería mínima. Realizando los cálculos pertinentes se obtiene un valor de FWHM de 0.73 μm , lo que proporciona un valor de σ de 0.47 K, que es exactamente el mismo que el obtenido considerando un valor de FWHM de 1 μm . Por lo tanto, canales con un ancho de banda de 1 μm parecen resultar óptimos para la estimación de la TST mediante algoritmos *split-window*.

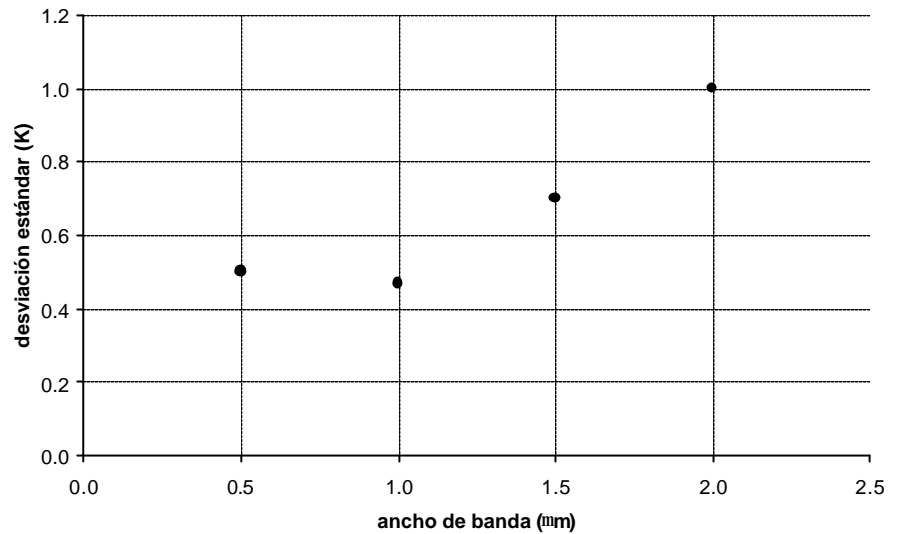


FIGURA 4.16 Valores de desviación estándar para la TST obtenida mediante un algoritmo *split-window* en los canales de 11 y 12 μm en función del ancho de banda (FWHM) considerado.

4.4.4 Algoritmos *split-window* dentro del marco de la misión SPECTRA

En este apartado mostraremos una serie de algoritmos *split-window* particularizados para la misión SPECTRA. Para ello se han utilizado los filtros mostrado en la Figura 4.10, que poseen un FWHM de 0.5 μm , y se han realizado también simulaciones para los distintos ángulos de observación: 0°, 30°, 45° y 60° OZA. De esta forma podemos obtener 5 combinaciones o algoritmos distintos: 4 algoritmos particularizados para cada ángulo de observación y que llamaremos $(IT1-IT2)_{0^\circ}$, $(IT1-IT2)_{30^\circ}$, $(IT1-IT2)_{45^\circ}$ y $(IT1-IT2)_{60^\circ}$ y 1 algoritmo en el que se incluirán todos los ángulos y que llamaremos $(IT1-IT2)_{0^\circ-60^\circ}$. Así, en la Tabla 4.10 se muestran los coeficientes *split-window* de acuerdo con la Ecuación (4.97) obtenidos para los distintos casos, mientras que en la Tabla 4.11 se muestran los errores obtenidos en la TST mediante los distintos algoritmos. Los errores han sido obtenidos considerando las mismas expresiones que anteriormente y los mismos

errores típicos para las temperaturas radiométricas medidas por el sensor (0.1 K), las emisividades (0.01) y el vapor de agua (0.5 g/cm²). Podemos observar como los errores se mantienen entre 1.4 y 1.6 K, siendo la mayor contribución al error la del término de emisividad, de alrededor de 1 K. Se puede observar también como el error aumenta ligeramente conforme aumenta el ángulo de observación, debido principalmente a una mayor absorción atmosférica. La combinación (IT1-IT2)_{0°-60°}, en la que se incluyen todos los ángulos de observación, proporciona la mayor desviación estándar correspondiente al proceso de simulación ($\delta_{\text{simulación}}$), lo cual es lógico debido hay que una mayor cantidad de datos y una mayor variabilidad entre ellos. Sin embargo, por lo que respecta al error total, se obtiene un valor similar a la combinación correspondiente a una observación nadir, que *a priori* es la que mejores resultados proporciona.

TABLA 4.10 Coeficientes *split-window* de acuerdo con la Ecuación (4.97) obtenidos para los canales térmicos propuestos en la misión SPECTRA considerando distintos ángulos de observación.

COMBINACIÓN	c ₆	c ₅	c ₄	c ₃	c ₂	c ₁	c ₀
(IT1-IT2) _{0°}	25.330	-122.547	-5.252	49.848	0.033	1.756	0.341
(IT1-IT2) _{30°}	22.877	-125.166	-4.638	49.308	0.042	1.837	0.390
(IT1-IT2) _{45°}	19.517	-127.276	-3.852	48.171	0.059	1.939	0.492
(IT1-IT2) _{60°}	14.099	-125.347	-2.595	44.578	0.107	2.071	0.798
(IT1-IT2) _{0°-60°}	10.684	-86.092	-1.508	38.005	0.145	1.495	0.878

TABLA 4.11 Errores de la TST obtenida mediante algoritmos *split-window* desarrollados para la misión SPECTRA y considerando distintos ángulos de observación.

COMBINACIÓN	d _{simulación} (K)	d _{ruido} (K)	d _{emisividad} (K)	d _{vapor} (K)	e _{total} (T _s) (K)
(IT1-IT2) _{0°}	0.65	0.33	1.07	0.49	1.39
(IT1-IT2) _{30°}	0.69	0.35	1.08	0.44	1.40
(IT1-IT2) _{45°}	0.79	0.37	1.08	0.37	1.44
(IT1-IT2) _{60°}	1.05	0.41	1.05	0.27	1.56
(IT1-IT2) _{0°-60°}	1.08	0.33	0.84	0.19	1.42

A partir de los valores de los coeficientes *split-window* mostrados en la Tabla 4.10 para distintos ángulos de observación, se puede obtener una relación angular para dichos coeficientes, de forma que no sea necesario obtener un algoritmo distinto para cada ángulo de observación. De esta forma, proponemos las siguientes expresiones para los coeficientes:

$$c_0 = 0.4644 \mu^{-1} - 0.1415 \quad (R = 0.997) \quad (4.101)$$

$$c_1 = -0.6307 \mu + 2.385 \quad (R = 1.000) \quad (4.102)$$

$$c_2 = 0.0752 \mu^{-1} - 0.0443 \quad (R = 0.998) \quad (4.103)$$

$$c_3 = -5.364 \mu^{-1} + 55.444 \quad (R = 0.996) \quad (4.104)$$

$$c_4 = -5.3141 \mu - 0.0016 \quad (R = 0.998) \quad (4.105)$$

$$c_5 = 46.642 \mu^2 - 63.954 \mu - 105.1 \quad (R = 0.991) \quad (4.106)$$

$$c_6 = 22.516 \mu + 3.1569 \quad (R = 0.997) \quad (4.107)$$

donde $\mu \equiv \cos\theta$, siendo θ el ángulo de observación con respecto al observador (OZA), y R el coeficiente de correlación.

4.4.5 Algoritmos bicanal para el sensor ASTER

Uno de los sensores utilizados en este trabajo es ASTER, a bordo de la plataforma TERRA, que posee un total de cinco canales térmicos (del 10 al 14) y cuyas características fueron mostradas en el capítulo 3. El tema de la obtención de la TST (y también de la emisividad de la superficie terrestre) a partir de datos ASTER quedó zanjado mediante la aplicación del algoritmo TES (Temperature and Emissivity Separation) desarrollado por Gillespie et al. (1998). De todas formas, estudiaremos en este apartado la posibilidad de aplicar algoritmos bicanal como alternativa al método TES. Para ello se ha considerado un procedimiento similar al mostrado en el apartado anterior para la misión SPECTRA, es decir, se ha realizado una simulación para obtener los coeficientes bicanal para las distintas

combinaciones posibles y también un análisis de los errores cometidos en la TST obtenida a partir de estos algoritmos. El sensor ASTER sólo posee un único ángulo de observación, cercano al nadir, por lo que las distintas combinaciones posibles surgen al considerar los cinco canales térmicos distintos, obteniendo finalmente un total de 10 combinaciones de canales. En la Tabla 4.12 se muestran los errores obtenidos para cada combinación considerando un error para las temperaturas radiométricas o de brillo medidas por el sensor de 0.3 K, que es el valor correspondiente al sensor ASTER. Entre paréntesis también se muestra el error total obtenido considerando un error de 0.1 K para poder realizar una comparación con resultados anteriores. En esta Tabla se puede observar como un algoritmo de tipo *split-window* para ASTER no resulta adecuado, ya que la única combinación dentro de la región 10-12 μm corresponde a los canales 13 y 14, y precisamente para esta combinación se obtienen los peores resultados, con unos errores totales para la TST superiores a los 3 K. La explicación de estos resultados se encuentra inmediatamente fijándonos en la longitudes de onda efectivas correspondientes a cada canal, con unos valores aproximados de 10.7 μm para el canal 13 y 11.3 μm para el canal 14. Estos valores de longitud de onda son demasiado próximos entre sí para proporcionar buenos resultados con la técnica *split-window* (recordemos que los algoritmos *split-window* típicos suelen aplicarse a canales con longitudes de onda de unos 11 y 12 μm). En función de los resultados obtenidos y mostrados en la Tabla 4.12, parece que la única opción posible pasa por considerar un algoritmo bicanal a partir de la combinación 10-12 (correspondiente a unas longitudes de onda de 8.3 y 9.1 μm , respectivamente) con un error total de 1.3 K o bien la combinación 12-14 (correspondiente a unas longitudes de onda de 9.1 y 11.3 μm , respectivamente) con error total de 1.4 K. Sin embargo, la experiencia muestra que si bien es posible obtener errores aceptables para combinación de canales situados en la región 8-9.5 μm , estos resultados aceptables sólo se obtienen en la simulación y no a partir de datos de satélite. Esto es debido a un efecto tanto de emisividad, ya que las superficies naturales presentan una mayor variación en la región 8-9.5 μm en comparación con la región 10-12 μm , como a un efecto de absorción atmosférica, siendo éste también mayor en la región 8-9.5 μm . Estos dos efectos introducen por lo tanto errores mayores en la estimación de la TST cuando se trabaja en la mencionada región espectral. De todas formas mostramos en la Ecuación (4.108) la expresión obtenida para el algoritmo de tipo *split-window* con

la combianción de canales 13-14, y comprobaremos en el capítulo 6 la validez de dicho algoritmo a partir de imágenes de satélite.

$$T_s = T_{13} + 4.516(T_{13} - T_{14}) + 0.128(T_{13} - T_{14})^2 + 0.757 + (34.125 - 0.142w)(1 - e) + (-282.298 + 61.051w)\Delta e \quad (4.108)$$

TABLA 4.12 Errores de la TST obtenida mediante algoritmos bicanal desarrollados para el sensor ASTER y considerando las distintas combinaciones entre los canales térmicos (del 10 al 14). Los valores han sido obtenidos considerando errores radiométricos de 0.3 K. Entre paréntesis se muestra también el error total obtenido considerando un error radiométrico de 0.1 K.

COMBINACIÓN	$d_{\text{simulación}}$ (K)	d_{ruido} (K)	$d_{\text{emisividad}}$ (K)	d_{vapor} (K)	$e_{\text{total}}(T_s)$ (K)
10-11	0.63	1.37	1.02	0.39	1.86 (1.35)
10-12	0.76	0.71	0.61	0.44	1.28 (1.09)
10-13	1.21	0.64	0.60	0.40	1.54 (1.42)
10-14	1.51	0.54	0.50	0.26	1.70 (1.62)
11-12	0.91	1.26	1.17	0.54	2.02 (1.63)
11-13	1.50	0.35	0.34	0.22	1.59 (1.56)
11-14	1.53	0.26	0.25	0.30	1.60 (1.59)
12-13	1.30	0.47	0.44	0.20	1.46 (1.40)
12-14	1.17	0.52	0.50	0.29	1.41 (1.32)
13-14	0.83	2.16	2.33	0.87	3.39 (2.72)

4.4.6 Comparación entre métodos

Una vez presentados los distintos métodos propuestos en este trabajo para obtener la TST, a saber, método monocanal, biangular y bicanal o *split-window*, resulta conveniente realizar una comparación entre ellos con el fin de extraer las ventajas e inconvenientes de cada uno de ellos. Así, compararemos en primer lugar el método monocanal con el *split-window*. Para ello consideraremos el algoritmo monocanal generalizado presentado en el apartado 4.2.2 con las funciones atmosféricas dadas por las Ecuaciones (4.33) a (4.35) calculadas para una longitud

de onda de 11 μm , y el algoritmo *split-window* generalizado mostrado en el apartado 4.4.2 para una combinación de canales en 11 μm y 12 μm dado por la Ecuación (4.99). Si realizamos una validación de ambos algoritmos a partir de los datos de simulación obtenidos a partir de los 1702 radiosondeos utilizados para este fin, es posible obtener la gráfica mostrada en la Figura 4.17, en la que se representa la diferencia entre la TST extraída de los radiosondeos y la TST obtenida con ambos algoritmos en función del contenido en vapor de agua de la atmósfera y en la que se ha considerado un valor de emisividad de vegetación (coníferas), que no es más que una representación conjunta de las gráficas mostradas en las Figuras 4.6 y 4.15. Esta representación conjunta nos permite una mejor comparación entre métodos. Podemos observar en la Figura 4.17, como ya se comentó anteriormente, la tendencia creciente para el algoritmo monocanal, sobre todo a partir de valores de vapor de agua medios y altos y la tendencia más o menos constante para el algoritmo *split-window*. Sin embargo, si nos fijamos en la región comprendida entre 0 y 2 g/cm^2 , podemos observar como el algoritmo monocanal proporciona unos valores de diferencia de temperatura más o menos constantes y centrados en 0 K, mientras que el algoritmo *split-window* proporciona unos valores más dispersos. Esta observación nos permite extraer una importante conclusión: para valores bajos de vapor de agua (inferiores a 2 g/cm^2) el algoritmo monocanal puede proporcionar unos valores más precisos para la TST que el algoritmo *split-window*. Este hecho ha sido comprobado a partir de datos reales en el trabajo de Sobrino et al. (2004c), en el que se obtiene un error para la TST inferior a 1 K utilizando un algoritmo monocanal e inferior a 1.5 K con un algoritmo *split-window*, para un contenido en vapor de agua cercano a 1 g/cm^2 . Por lo tanto, podemos decir que un algoritmo de tipo *split-window* proporciona mejores resultados a escala global, mientras que el algoritmo monocanal no resulta adecuado para zonas con alto contenido en vapor de agua pero puede proporcionar mejores resultados que el *split-window* en zonas de bajo contenido en vapor de agua. La misma conclusión puede extraerse de una comparación entre un algoritmo monocanal y uno biangular, ya que este último y el *split-window* han sido obtenidos a partir de una misma base física y un desarrollo matemático similar.

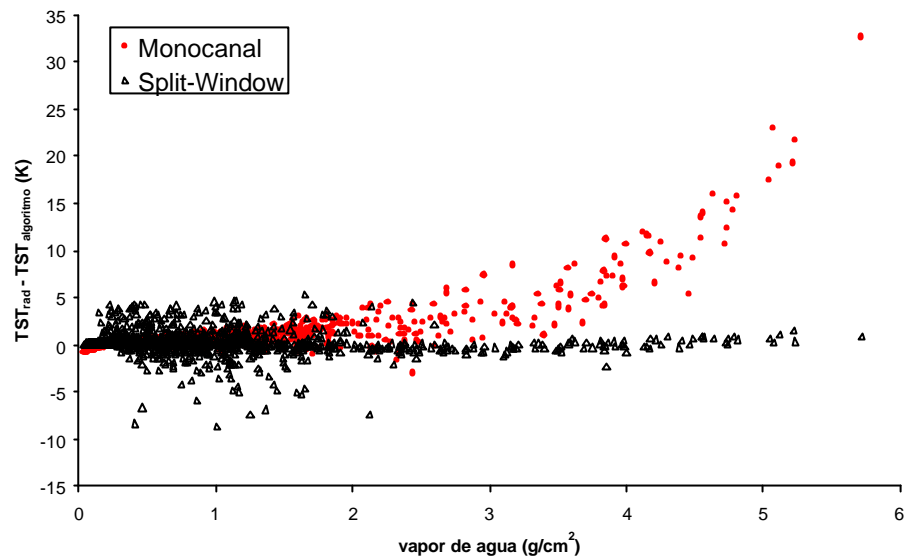


FIGURA 4.17 Diferencias entre la temperatura de la superficie terrestre extraída de los 1702 radiosondeos utilizados para la validación (TST_{rad}) y la obtenida mediante los algoritmos monocanal y *split-window* ($TST_{algoritmo}$) en función del contenido en vapor de agua atmosférico. Se ha considerado un valor de emisividad correspondiente a vegetación (coníferas).

Por último, compararemos el método *split-window* con el biangular. Para ello, podemos fijarnos en los errores cometidos en la TST a partir de cada uno de ellos. Analizando los valores mostrados en las Tablas 4.6 y 4.11, podemos observar como es posible obtener unos mejores resultados para los algoritmos biangulares. Esto se explica debido a que uno de las principales fuentes de error en los códigos de transferencia radiativa reside en la parametrización espectral de la absorción debido al continuo del vapor de agua. Así, cuando realizamos una simulación de cara a obtener un algoritmo *split-window* los valores vienen afectados por un error doble debido a la existencia de dos canales diferentes (es decir, con longitudes de onda distintas), mientras que para un algoritmo biangular las simulaciones se realizan únicamente para un canal y, por lo tanto, para una única longitud de onda. En este último caso existe también un error de tipo angular, sin embargo el ángulo de observación correspondiente a la visión en forward es bien conocido, por lo que este error será inferior al producido cuando consideramos dos longitudes de onda

distintas. Sin embargo, a pesar de proporcionar mejores resultados, los algoritmos de tipo biangular tienen dos inconvenientes fundamentales que dificultan su operatividad: el primero de ellos reside en el hecho ya comentado del escaso conocimiento de la dependencia angular de la emisividad, mientras que el segundo y quizá más problemático, reside en el hecho de las deformaciones que se producen en el píxel observado en la dirección *forward*. Esto provoca que los píxeles correspondientes a la imagen en nadir y los correspondientes a la imagen *forward* no sean del todo coincidentes, provocando errores importantes en la estimación de la TST. Estos errores pueden ser mínimos en el caso de una zona homogénea, como puede ser la superficie del mar o un desierto, pero serán elevados cuando se trabaje sobre una zona heterogénea.

Capítulo 5

ESTIMACIÓN DE LA EMISIVIDAD DESDE SATÉLITE

No hay entre las ruinas ningún amigo
que puede informarme.

¿A quién podría preguntar para
saber qué ha sido de Córdoba?

No preguntéis sino a la separación; sólo ella os dirá si vuestros
amigos se han ido a las montañas o a la llanura.

El tiempo se ha mostrado tirano con ellos: se han dispersado
en todas direcciones, pero el mayor número ha perecido.

Por una ciudad como Córdoba son poco abundantes las lágrimas
que vierten los ojos en chorro incontenible...

¡Oh Paraíso sobre el cual el viento de la adversidad ha soplado
tempestuoso, destruyéndolo, como ha soplado sobre
sus habitantes, aniquilándolos!

Ibn Suhayd

5.1 INTRODUCCIÓN

La emisividad espectral de un cuerpo viene dada por el cociente entre la energía emitida por dicho cuerpo a una determinada temperatura y longitud de onda y la energía que emitiría un cuerpo negro a igual temperatura y misma longitud de onda. Por lo tanto, la emisividad de la superficie terrestre puede ser entendida como la medida de la eficiencia inherente de la superficie para convertir la energía calorífica en energía radiante fuera de la misma. La emisividad depende fundamentalmente de la composición, rugosidad y el contenido en humedad de la superficie. Además, varía con las condiciones de observación, a saber, longitud de onda, resolución del píxel y el ángulo de observación. Como en general las superficies terrestres no son cuerpos negros, la temperatura de la superficie terrestre (TST) no puede ser obtenida directamente a partir de medidas en el infrarrojo térmico. Por ello, el conocimiento de la emisividad es necesario para obtener unos valores lo suficientemente precisos de la TST, ya que si no disponemos de este conocimiento sólo podremos obtener temperaturas radiométricas, las cuales pueden diferir significativamente de la propia TST en muchos casos.

De todas formas, no debemos de olvidar que la emisividad de la superficie terrestre (EST) por si sola (y no sólo como un dato de entrada para estimar la TST) también aporta una valiosa información, sobre todo en geología. Así, los valores de la EST proporcionan información acerca de la composición de las superficies, sobre todo de los minerales silicatos, los cuales forman parte de la mayoría de los compuestos de la superficie terrestre. Por lo tanto, los valores de emisividad pueden ser importantes para estudios de desarrollo y erosión de suelos, y para estimar las cantidades y los cambios en coberturas vegetales dispersas, en las cuales el substrato es visible. También son importantes para la creación de mapas geológicos (rocas) y la exploración de recursos.

Los procedimientos para medir o determinar la emisividad de la superficie terrestre se pueden clasificar en:

- i) Medidas en el campo o laboratorio (Wan y Dossier, 1989; Nerry et al., 1990a, 1990b; Salisbury y D'Aria, 1992, 1994; Sobrino y Cuenca, 1999).
- ii) Relación empírica o semi-empírica que corresponde a un conocimiento a priori del comportamiento de la emisividad (Kahle et al., 1980; Gillespie, 1985; Sobrino et al., 1990; Kealy y Hook, 1993; Goita y Royer, 1997; Sobrino y Raissouni, 2000).
- iii) Técnicas de inversión (Matsumoto-Moriyama y Arai, 1992, 1994).
- iv) Medidas espaciales (Watson et al., 1990; Li y Becker, 1990; Becker y Li, 1995; Goita y Royer, 1997).

De todos los métodos mencionados, es evidente que el (i) no podría ser aplicado a medidas de teledetección. Entre los ejemplos correspondientes al método (ii) hay que destacar:

- a) La relación estadística entre el logaritmo del NDVI y de la emisividad de la superficie dada por Van de Griend y Owe (1993), y estudiada por Olioso (1995).
- b) La relación estadística promedio-varianza de emisividad (Stoll, 1993).

c) El método del canal de referencia desarrollado por Kahle et al. (1980), que asume para un sistema multi-espectral una emisividad constante dada en un canal, llamado canal de referencia. A partir de la ley de Planck, la temperatura se calcula en cada píxel en el canal de referencia y después se usa para estimar las emisividades en los otros canales. El método da resultados satisfactorios si la emisividad de referencia es próxima al verdadero valor de la emisividad del canal.

d) El método de normalización desarrollado por Gillespie (1985). Es un método similar al anterior en el que la temperatura de la superficie se calcula para cada canal usando el mismo valor de emisividad de referencia. El valor del máximo de temperatura de la superficie para el píxel es considerado entonces como la verdadera temperatura de la superficie, la cual se utiliza para recuperar la emisividad correspondiente a cada canal. Este método es el primer paso del método TES (Temperature and Emissivity Separation), desarrollado por Gillespie et al. (1998), capaz de proporcionar valores más satisfactorios de emisividad y que será tratado explícitamente en este capítulo.

e) El método de los coeficientes alfa introducido por Kealy y Hook (1993). Este método utiliza la aproximación de Wien de la función de Planck, aunque actualmente puede evitarse esta aproximación de acuerdo con Gu y Gillespie (2000). Los coeficientes alfa (uno para cada canal) pueden derivarse a partir de valores de radiancia. Este parámetro espectral sólo proporciona información sobre la forma de curvas de la emisividad. Los valores absolutos de la emisividad se derivan de los parámetros alfa que usan una función media calculada a partir de la varianza para diferentes materiales. Según Kealy y Hook (1993), este método parece más eficaz que los métodos del canal de referencia y de normalización, sobre todo para píxeles mixtos. Sin embargo, su éxito depende fundamentalmente del número de los canales y su situación dentro del espectro del infrarrojo térmico. Como se ha sugerido por Goïta y Royer (1997), el método no es apropiado para los sensores del satélite NOAA que tienen sólo dos canales en el espectro 10-12 μm .

f) El método del cociente de las radiancias térmicas TS-RAM (Thermal Shortwave Infrared Radiance Ratio Model) desarrollado por Goïta y Royer (1997) y basado en los índices TISI (Temperatura-Independent thermal Spectral Indices). Este índice se estima mediante una regresión lineal a partir del cociente de las radiancias

corregidas atmosféricamente en los canales del infrarrojo medio y del infrarrojo térmico. La regresión se establece a partir de simulaciones teniendo en cuenta las condiciones de adquisición y una base de datos de emisividad de referencia.

g) El método basado en los umbrales del NDVI (Normalized Difference Vegetation Index) desarrollado por Sobrino y Raissouni (2000). El método se basa en la introducción de parámetros efectivos considerando una superficie dada como constituida por una mezcla de suelo desnudo y vegetación (Sobrino et al., 1990).

Existe también la posibilidad de obtener la emisividad a partir de clasificaciones. De esta forma la imagen de satélite se divide en una serie de zonas similares espectralmente, asignando a cada zona o clase un valor de emisividad. Obviamente, la aplicación de este método requiere del conocimiento de la emisividad de cada zona, siendo por lo tanto poco viable a la hora de estimar la EST a partir de datos de satélite.

De los distintos métodos posibles para obtener la EST a partir de datos de satélite, nos centraremos en este capítulo en dos: el primero de ellos es el método de los umbrales del NDVI, desarrollado por Sobrino y Raissouni (2000) y basado en parte en el modelo geométrico desarrollado por Sobrino et al. (1990), y el segundo es el método TES (Temperature and Emissivity Separation) desarrollado por Gillespie et al. (1998) y basado en la ecuación de transferencia radiativa. Entre todos los métodos existentes se han seleccionado estos dos por su operatividad a la hora de su aplicación a datos de satélite. Otros métodos existentes, como los mencionados en las líneas anteriores, requieren del conocimiento *a priori* de algunos datos o bien requieren de la adquisición de imágenes día/noche sobre el mismo lugar, lo cual no siempre es posible.

El lector interesado en la aplicación y resultados obtenidos con otros métodos puede consultar, entre otros, los trabajos de Li et al. (1999), en el que se comparan seis métodos para obtener emisividad relativa a partir de datos TIMS (Thermal Infrared Multispectral Scanner), de Sobrino et al. (2001), en el que se realiza una comparación a partir de datos NOAA-AVHRR y de Sobrino et al. (2002b), en el que se comparan distintos métodos tanto absolutos como relativos a

partir de datos del sensor DAIS (Digital Airborne Imaging Spectrometer) a bordo de un avión.

5.2 MÉTODO DE LOS UMBRALES DEL NDVI

El método de los umbrales del NDVI, $NDVI^{UMB}$, fue desarrollado originariamente para datos NOAA-AVHRR por Sobrino y Raissouni (2000). Posteriormente ha sido aplicado también a sensores de alta resolución como DAIS (Sobrino et al., 2002b). El método distingue tres clases de píxeles diferentes en función del valor del NDVI:

- i) *Píxeles mezcla*: aquellos constituidos por una mezcla de suelo desnudo y vegetación. El valor de NDVI correspondiente se encuentra entre 0.2 y 0.5.
- ii) *Píxeles completamente cubiertos de vegetación*: son aquellos en que la cobertura vegetal es del 100% y, por lo tanto, la influencia del suelo es mínima. El valor de NDVI se considera mayor que 0.5.
- iii) *Píxeles de suelo desnudo*: son aquellos píxeles correspondientes a suelo desnudo, sin vegetación, por lo que la cobertura vegetal es del 0%. El valor de NDVI se considera menor que 0.2.

La emisividad se calcula de forma diferente en función de cada clase de píxel, tal y como se detalla a continuación.

5.2.1 Píxeles mezcla

Para obtener la emisividad correspondiente a un píxel formado por una mezcla de suelo desnudo y vegetación, consideraremos el modelo geométrico desarrollado por Sobrino et al. (1990) y descrito en el capítulo 2. En concreto, nos fijaremos en la expresión de la emisividad efectiva, dada por la Ecuación (2.10). Si consideramos una superficie llana (en la que no existe contribución de la pared), entonces tanto la proporción como la emisividad correspondiente a la pared se hacen cero, $P_p = 0$ y $\varepsilon_p = 0$. Asimilando la superficie correspondiente al techo con

vegetación, de forma que $\epsilon_t = \epsilon_v$, $P_t = P_v$ y $P_s = 1 - P_v$, obtenemos que la emisividad correspondiente a un determinado canal térmico 'i' para un píxel mezcla para una superficie llana viene dada por:

$$\epsilon_i = \epsilon_{vi} P_v + \epsilon_{si} (1 - P_v) \quad (5.1)$$

siendo ϵ_v la emisividad correspondiente a la vegetación y P_v la proporción de vegetación.

Cuando consideramos una superficie rugosa, hemos visto que aparece un término adicional (C_i) debido al llamado efecto de cavidad, de forma que la emisividad viene dada por:

$$\epsilon_i = \epsilon_{vi} P_v + \epsilon_{si} (1 - P_v) + C_i \quad (5.2)$$

Para evaluar el término C_i , consideremos en este caso una visión nadir, de forma que la proporción de pared continúa siendo cero, pero no su emisividad. Asimilando en este caso las superficies correspondientes al techo y a la pared con la vegetación ($\epsilon_t = \epsilon_p = \epsilon_v$, $P_p = 0$, $P_t = P_v$, $P_s = 1 - P_v$), obtenemos una emisividad efectiva dada por:

$$\epsilon_i = \epsilon_{vi} P_v + [\epsilon_{si} + (1 - \epsilon_{si}) \epsilon_{vi} F'] (1 - P_v) \quad (5.3)$$

de forma que a partir de las Ecuaciones (5.2) y (5.3) el término de cavidad C_i vendrá dado por:

$$C_i = (1 - \epsilon_{si}) \epsilon_{vi} F' (1 - P_v) \quad (5.4)$$

5.2.2 Píxeles cubiertos por vegetación

Para píxeles totalmente cubiertos por vegetación, se considera un valor de emisividad constante y correspondiente a la vegetación, típicamente de 0.990. Es decir,

$$\epsilon_i = 0.990 \quad (5.5)$$

5.2.3 Píxeles de suelo desnudo

Para píxeles correspondientes a suelo desnudo, no puede procederse de la misma forma que la mostrada anteriormente, es decir, no se puede asignar un valor constante y típico de un suelo, ya que en general los valores de emisividad de los suelos no son constantes y presentan distintos valores dependiendo de sus propiedades.

Para caracterizar una propiedad térmica como es la emisividad correspondiente a suelos desnudos, nos fijaremos en la reflectividad, que es un propiedad obtenida a partir de datos del visible e infrarrojo próximo. Como es bien conocido, los suelos desnudos muestran una curva de reflectividad casi horizontal pero ascendente desde el visible al infrarrojo próximo. Estos valores de reflectividad presentan cierta variabilidad según las propiedades físico-químicas del suelo: composición química (contenido en óxido de hierro y materia orgánica), textura (porcentaje de arena, limo y arcilla), contenido en humedad y rugosidad. Por lo tanto, la reflectividad parece ser una magnitud adecuada para describir a los suelos desnudos. En concreto, se considera una relación lineal entre la reflectividad en el rojo y la emisividad:

$$\epsilon_i = a_i + b_i \rho_{rojo} \quad (5.6)$$

donde los coeficiente a y b se pueden calcular para cada sensor y cada canal térmico a partir de los espectros incluidos en la librería espectral de ASTER.

En resumen, el cálculo de la emisividad con el método $NDVI^{UMB}$ quedaría como:

$$\mathbf{e}_i = \begin{cases} a_i + b_i \mathbf{r}_{rojo} & NDVI < 0.2 \\ \mathbf{e}_{vi} P_v + \mathbf{e}_{si} (1 - P_v) + C_i & 0.2 \leq NDVI \leq 0.5 \\ 0.990 & NDVI > 0.5 \end{cases} \quad (5.7)$$

5.2.4 Aplicación a sensores de alta resolución: ASTER y DAIS

El método $NDVI^{UMB}$ ha sido aplicado al sensor AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) a bordo de la plataforma NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration). La comparación con otros métodos proporciona unos valores aceptables, con errores en emisividad de alrededor del 1% (Sobrino et al., 2001). Sin embargo, el AVHRR es un sensor de baja resolución tanto espacial (1 km) como espectral, ya que posee un total de cinco bandas, dos de ellas situadas en el rojo y el infrarrojo próximo, una de ellas situada en el infrarrojo medio y otras dos en la región del infrarrojo térmico. En este apartado se pretende adaptar el método a sensores de alta resolución, como es el caso del sensor ASTER (Advanced Spaceborne Thermal Emisión and Reflection radiometer) a bordo de la plataforma TERRA y el sensor aerotransportado DAIS (Digital Airborne Imaging Spectrometer).

Como ya se ha descrito en el capítulo 3, el sensor ASTER posee un total de 10 bandas, 3 de ellas situadas en el visible e infrarrojo cercano, 6 en el infrarrojo de onda corta y 5 en el infrarrojo térmico. Con el fin de encontrar las relaciones correspondientes entre la emisividad y la reflectividad correspondientes al caso de píxeles con $NDVI < 0.2$, se han utilizado un total de 29 muestras de suelos extraídas de la librería espectral de ASTER. A continuación se muestran las expresiones obtenidas a partir de ajustes estadísticos para la relación lineal entre la emisividad y la reflectividad en el rojo, correspondiente a la banda 2 de ASTER:

$$\epsilon_{10} = -0.298 \rho_2 + 0.987 \quad (r = 0.48, \sigma = 0.039) \quad (5.8)$$

$$\epsilon_{11} = -0.251 \rho_2 + 0.984 \quad (r = 0.51, \sigma = 0.031) \quad (5.9)$$

$$\epsilon_{12} = -0.259 \rho_2 + 0.978 \quad (r = 0.50, \sigma = 0.032) \quad (5.10)$$

$$\epsilon_{13} = -0.041 \rho_2 + 0.977 \quad (r = 0.56, \sigma = 0.004) \quad (5.11)$$

$$\epsilon_{14} = -0.038 \rho_2 + 0.977 \quad (r = 0.59, \sigma = 0.004) \quad (5.12)$$

donde r es el coeficiente de correlación y σ la desviación estándar o error de la estimación. Se puede observar como los coeficientes de correlación obtenidos no son excesivamente altos, mostrando la dificultad existente a la hora de obtener las emisividades de suelos desnudos a partir de datos de reflectividad. Esta dificultad se pone de manifiesto sobre todos para las bandas 10, 11 y 12, situadas en la región 8-9.5 μm , para las cuales se obtiene una desviación estándar elevada, de entre 0.03 y 0.04. Para las bandas 13 y 14, localizadas en la región 10-12 μm , las desviaciones estándar son mucho menores, con valores de 0.004. Este resultado confirma la mayor dificultad para obtener emisividades en el rango de 8 a 9.5 μm con suficiente precisión, debido a la mayor variabilidad en emisividad para las superficies naturales en esta región.

Aprovechando la ventaja que tiene el sensor ASTER de poseer un mayor número de bandas en la región visible e infrarroja en comparación con el sensor AVHRR, la relación lineal entre la emisividad y la reflectividad en el rojo podría sustituirse por una relación también lineal pero utilizando las 9 reflectividades correspondientes a las 9 bandas ASTER situadas en el visible e infrarrojo cercano y de onda corta, tal y como se expresa en la siguiente ecuación:

$$\mathbf{e}_i = a_i^{(0)} + \sum_{k=1}^9 a_i^{(k)} \mathbf{r}_k \quad (5.13)$$

Los resultados obtenidos en los ajustes estadísticos realizados para obtener los coeficientes que aparecen en la Ecuación (5.13) muestran una ligera mejoría en los coeficientes de correlación obtenidos para las emisividades correspondientes a las bandas térmicas 10 a 14, con valores de entre 0.6 y 0.8. Sin embargo, los valores de desviación estándar o errores de estimación siguen siendo prácticamente los mismos que los obtenidos en las Ecuaciones (5.8) a (5.12), por lo que se utilizarán estas expresiones para la estimación de la emisividad debido a su mayor sencillez.

Por lo que respecta a aquellos píxeles mezcal con valores de NDVI entre 0.2 y 0.5, deberemos de encontrar unos valores de emisividad de vegetación y de suelo para poder aplicar la Ecuación (5.2). Como valor de emisividad de la vegetación se ha considerado un valor de 0.99 para todas las bandas. El caso de la emisividad de los suelo resulta algo más complejo, debido a la gran variabilidad de

valores existentes en estos casos. En la Tabla 5.1 se muestran los valores de emisividad medios con sus correspondientes desviaciones estándar extraídos de la librería espectral de ASTER para un total de 44 muestras clasificadas según la taxonomía de suelos en alfisol, aridisol, entisol, inceptisol y mollisol. Se puede observar en esta tabla como para las bandas 13 y 14, situadas en la región 10-12 μm , las desviaciones estándar son pequeñas pudiéndose tomar un valor medio de 0.97. Para el resto de bandas, situadas en la región 8-9.5 μm , la variabilidad es mucho mayor. Por este motivo nos centraremos en los suelos catalogados como *inceptisol*, ya que la mayoría de los suelos de la superficie terrestre pertenecen a esta clase. Para estos suelos los valores de emisividad correspondientes a las bandas 10, 11 y 12 se encuentran entre 0.94 y 0.95. A la vista de los resultados obtenidos, tomaremos finalmente un valor para la emisividad del suelo de 0.95 para las bandas 10, 11 y 12 y de 0.97 para las bandas 13 y 14. Señalar que los valores mostrados en la Tabla 5.1 vuelven a confirmar la mayor variabilidad en la emisividad existente en la región 8-9.5 μm .

TABLA 5.1 Valores de emisividad medios correspondientes a las muestras de suelo incluidas en la librería espectral de ASTER para las bandas térmicas (de la 10 a la 14). En la tabla se muestra también el número de espectros correspondientes a cada caso así como los valores de desviación estándar de la emisividad (entre paréntesis).

MUESTRA	Nº	B10	B11	B12	B13	B14
Alfisol	9	0.904 (0.053)	0.915 (0.042)	0.908 (0.044)	0.968 (0.004)	0.969 (0.003)
Aridisol	14	0.928 (0.030)	0.941 (0.026)	0.942 (0.028)	0.970 (0.007)	0.970 (0.006)
Entisol	5	0.872 (0.091)	0.854 (0.090)	0.872 (0.079)	0.968 (0.009)	0.973 (0.006)
Inceptisol	7	0.944 (0.018)	0.950 (0.015)	0.941 (0.022)	0.969 (0.006)	0.970 (0.006)
Mollisol	9	0.950 (0.027)	0.954 (0.020)	0.949 (0.021)	0.973 (0.003)	0.973 (0.003)
TOTAL	44	0.924 (0.048)	0.930 (0.048)	0.928 (0.044)	0.970 (0.006)	0.970 (0.005)

Una vez obtenidos los valores de emisividad para el suelo y la vegetación, nos queda calcular el término de cavidad C_i dado por la Ecuación (5.4). Para ello es necesario conocer el factor geométrico F' , definido en el capítulo 2. Como este factor no puede ser estimado a partir de datos de teledetección, una posible solución es considerar un valor medio. Los valores de F' están comprendidos entre 0 y 1, aunque en la mayoría de los casos los valores oscilan entre 0 y 0.9 (ya que el valor 1 es en realidad el límite superior al que tiende el factor F'). Por lo tanto, podemos considerar como valor medio 0.45. Una vez asignados los valores a la emisividad de la vegetación, a la emisividad del suelo y al factor F' , es posible obtener finalmente las emisividades para el caso de píxeles con valores de NDVI entre 0.2 y 0.5:

$$\epsilon_{10} = 0.973 + 0.019 P_v \quad (5.14)$$

$$\epsilon_{11} = 0.974 + 0.016 P_v \quad (5.15)$$

$$\epsilon_{12} = 0.972 + 0.018 P_v \quad (5.16)$$

$$\epsilon_{13} = 0.984 + 0.005 P_v \quad (5.17)$$

$$\epsilon_{14} = 0.986 + 0.004 P_v \quad (5.18)$$

Para aquellos píxeles correspondientes a vegetación con alta cobertura (NDVI > 0.5), hemos elegido un espectro de emisividad correspondiente a coníferas. Los valores de emisividad de dicho espectro para las 5 bandas térmicas de ASTER muestran un valor medio de 0.990 con una desviación estándar de 0.001, lo que justifica la elección de un valor constante de 0.990 para todas las bandas tal y como se observa en la Ecuación (5.7). Utilizando todas las ecuaciones mostradas anteriormente, es posible obtener la emisividad con el método NDVI^{UMB} a partir de datos ASTER. Los resultados obtenidos se expondrán en el capítulo 6.

Pasamos a continuación a mostrar las expresiones correspondientes al sensor DAIS. Tal y como se explicó en el capítulo 3, el sensor DAIS posee un total de 6 bandas térmicas, de la 74 a la 79, y un total de 72 bandas en el visible e infrarrojo cercano y de onda corta. Las bandas 10 (0.659 μm) y 22 (0.868 μm) se han utilizado como representativas del rojo e infrarrojo, utilizadas para el cálculo del NDVI. Como el procedimiento realizado es el mismo que el explicado anteriormente para el sensor ASTER, mostramos directamente las ecuaciones obtenidas:

NDVI < 0.2:

$$\epsilon_{74} = -0.378 \rho_{10} + 1.002 \quad (r = 0.70, \sigma = 0.030) \quad (5.19)$$

$$\epsilon_{75} = -0.209 \rho_{10} + 0.986 \quad (r = 0.72, \sigma = 0.017) \quad (5.20)$$

$$\epsilon_{76} = -0.094 \rho_{10} + 0.984 \quad (r = 0.76, \sigma = 0.008) \quad (5.21)$$

$$\epsilon_{77} = -0.081 \rho_{10} + 0.988 \quad (r = 0.80, \sigma = 0.005) \quad (5.22)$$

$$\epsilon_{78} = -0.063 \rho_{10} + 0.988 \quad (r = 0.78, \sigma = 0.004) \quad (5.23)$$

$$\epsilon_{79} = -0.066 \rho_{10} + 0.991 \quad (r = 0.77, \sigma = 0.005) \quad (5.24)$$

0.2 \leq NDVI \leq 0.5:

$$\epsilon_{74} = 0.963 + 0.025 P_v \quad (5.25)$$

$$\epsilon_{75} = 0.972 + 0.016 P_v \quad (5.26)$$

$$\epsilon_{76} = 0.982 + 0.008 P_v \quad (5.27)$$

$$\epsilon_{77} = 0.985 + 0.006 P_v \quad (5.28)$$

$$\epsilon_{78} = 0.987 + 0.004 P_v \quad (5.29)$$

$$\epsilon_{79} = 0.988 + 0.002 P_v \quad (5.30)$$

NDVI > 0.5

$$\varepsilon_{74} = \varepsilon_{75} = \varepsilon_{76} = \varepsilon_{77} = \varepsilon_{78} = \varepsilon_{79} = 0.990 \quad (5.31)$$

Se puede observar como en el caso de NDVI < 0.2, Ecuaciones (5.19) a (5.24), los resultados obtenidos para los coeficientes de correlación y las desviaciones estándar correspondientes a las bandas situadas en la región 8-9.5 μm (bandas DAIS 74, 75 y 76) son ligeramente mejores a los obtenidos en el caso de ASTER, Ecuaciones (5.8) a (5.12). Esto puede deberse a la mayor anchura de las bandas DAIS en comparación con las ASTER, resultando en valores más promediados en los valores de emisividad para el sensor DAIS. Así, las bandas térmicas DAIS poseen una anchura de banda (FWHM) de 0.9 μm , mientras que las bandas 10, 11 y 12 de ASTER tienen una anchura de 0.35 μm .

5.2.5 Estimación de la proporción de vegetación

Hemos visto como en el caso de píxeles mezcla (NDVI comprendido entre 0.2 y 0.5) es necesario conocer la proporción de vegetación, también llamada fracción de cobertura vegetal. Si queremos que el método NDVI^{UMB} sea realmente operativo, deberemos de obtener la proporción de vegetación a partir de datos de satélite. Mostraremos en este apartado algunas formas de realizar este cálculo, encontrando relaciones entre la proporción de vegetación y alguna magnitud que puede ser estimada a partir de datos de satélite.

Tradicionalmente para poder aplicar el método NDVI^{UMB} la proporción de vegetación (P_v) se ha calculado a partir del NDVI de acuerdo con la expresión propuesta por Carlson y Ripley (1997):

$$P_v = \left(\frac{NDVI - NDVI_{\min}}{NDVI_{\max} - NDVI_{\min}} \right)^2 \quad (5.32)$$

Cuando la Ecuación (5.32) se aplica al caso de píxeles mezcla, entonces $NDVI_{\min} = 0.2$ y $NDVI_{\max} = 0.5$, quedando finalmente:

$$P_v = \frac{(NDVI - 0.2)^2}{0.09} = 11.11NDVI^2 - 4.44NDVI + 0.44 \quad (5.33)$$

El cálculo de P_v a través del NDVI presenta la ventaja de ser un procedimiento muy sencillo, sin embargo presenta algunos problemas, como puede ser la saturación para valores de NDVI altos. Esto es debido a que para valores de P_v mayores al 60%, la reflectividad en el infrarrojo cercano (que interviene en el cálculo del NDVI) parece no ser sensible o incluso decrece a medida que aumenta P_v , tal y como aparece reflejado en el trabajo de Gitelson et al. (2002). Estos autores proponen el uso de reflectividades sólo en el rango del visible para solucionar este problema, obteniendo de esta forma errores para P_v inferiores al 10%. Así, las combinaciones de bandas situadas en el verde (alrededor de $0.55 \mu\text{m}$) y en el rojo (alrededor de $0.67 \mu\text{m}$), así como combinaciones entre la banda de $0.7 \mu\text{m}$ y el rojo se correlacionan con P_v para todo el rango de valores, de 0 a 100%. Con estas combinaciones de bandas se pueden construir los siguientes índices de vegetación en el visible (VI) normalizados:

$$VI_{\text{verde}} = \frac{r_{\text{verde}} - r_{\text{rojo}}}{r_{\text{verde}} + r_{\text{rojo}}} \quad (5.34)$$

$$VI_{0.7} = \frac{r_{0.7} - r_{\text{rojo}}}{r_{0.7} + r_{\text{rojo}}} \quad (5.35)$$

La relación entre ambos índices frente a P_v es prácticamente la misma, con un coeficientes de correlación de 0.95 y una desviación estándar para la estimación de P_v de 9.7%. Con el fin de reducir el impacto atmosférico sobre los índices anteriores, Gitelson et al. (2002) utilizan el concepto del índice ARVI (Atmospherically Resistant Vegetation Index) desarrollado por Kaufman y Tanre, 1992) para construir unos nuevos índices en los que se reduce el efecto atmosférico, llamados VARI (Visible Atmospherically Resistant Index) en los que se introduce la banda del azul (de 0.4 a $0.5 \mu\text{m}$) y dados por las siguientes expresiones:

$$VARI_{verde} = \frac{\mathbf{r}_{verde} - \mathbf{r}_{rojo}}{\mathbf{r}_{verde} + \mathbf{r}_{rojo} - \mathbf{r}_{azul}} \quad (5.36)$$

$$VARI_{0.7} = \frac{\mathbf{r}_{0.7} - 1.7\mathbf{r}_{rojo} + 0.7\mathbf{r}_{azul}}{\mathbf{r}_{0.7} + 2.3\mathbf{r}_{rojo} - 1.3\mathbf{r}_{azul}} \quad (5.37)$$

Curiosamente, a pesar de que la banda del azul fue introducida en los índices VARI únicamente para compensar los efectos atmosféricos, los autores encontraron una mejor correlación con respecto a P_v para los índices VARI que sus homólogos VI dados por las Ecuaciones (5.34) y (5.35). De esta forma, los índices dados por las Ecuaciones (5.36) y (5.37) presentan un coeficiente de correlación de 0.97 y una desviación estándar para la estimación de P_v inferior al 7%.

A partir de 71 muestras, Gitelson et al. (2002) encuentran la siguiente relación empírica entre P_v y el índice $VARI_{verde}$:

$$P_v(\%) = 84.75VARI_{verde} + 22.78 \quad (5.38)$$

La Ecuación (5.38) fue validada con otras 41 muestras independientes, obteniendo una desviación estándar inferior al 10%. Relaciones entre P_v y NDVI también fueron validadas, confirmando que para valores de P_v entre 50 y 100% el índice NDVI resulta el menos adecuado para esta estimación, dada su poca sensibilidad. También se ha estudiado la influencia del LAI sobre la Ecuación (5.38). Así, puede darse el caso de dos superficies con el mismo valor de P_v pero distinto LAI, y sin embargo la Ecuación (5.38) puede llegar a proporcionar valores distintos de P_v . Aunque la sensibilidad de los índices propuestos con el LAI necesita de un mayor estudio, el error cometido en la estimación de P_v con la Ecuación (5.38) puede considerarse entre el 10 y el 15% cuando se considera el efecto del LAI.

Existe otra alternativa para estimar la proporción de vegetación que hace uso de la función de *gap*. Este procedimiento normalmente se utiliza para obtener valores de LAI a partir de medidas de campo. Como la función *gap* se relaciona con la P_v y ésta se puede obtener a partir de fotografía digital, normalmente se utiliza la Ecuación (1.113) mostrada en el capítulo 1 para obtener el *vabr* de LAI.

Sin embargo, también es posible realizar el procedimiento inverso, es decir, a partir de valores de LAI podemos obtener la función gap y, finalmente, la P_v . De esta forma, a partir de la función gap particularizada para el caso de distribución de hojas aleatoria y esférica (ver Ecuación 2.56) y considerando una visión nadir, podemos obtener la relación entre P_v y LAI:

$$P_v = 1 - e^{-0.5 LAI} \quad (5.39)$$

Para poder obtener P_v a partir de la Ecuación (5.39) de forma operativa, deberemos de encontrar alguna forma de estimar el LAI a partir de datos de satélite. Por ejemplo, existen relaciones entre LAI y NDVI (Baret y Olioso, 1989; Gilabert et al., 1996). Sin embargo, estas relaciones presentan el problema ya mencionada de la saturación del NDVI. Existen relaciones entre LAI y otros índices de vegetación, que pretenden evitar esta saturación. Según Haboudane et al. (2004), es posible obtener el LAI a partir de la siguiente relación exponencial:

$$LAI = 0.2227e^{3.6566MTVI2} \quad (5.40)$$

donde MTVI2 es el índice MTVI (Modified Triangular Vegetation Index) modificado por un factor que pretende reducir la contaminación del suelo (Zarco-Tejada et al., 2001):

$$MTVI2 = \frac{1.5[1.2(r_{0.80} - r_{0.55}) - 2.5(r_{0.67} - r_{0.55})]}{\sqrt{(2r_{0.80} + 1)^2 - (6r_{0.80} - 5\sqrt{r_{0.67}}) - 0.5}} \quad (5.41)$$

Hasta el momento, todas las distintas ecuaciones mostradas utilizan algún índice de vegetación construido a partir de una determinada combinación de reflectividades correspondientes a 2 o 3 bandas o longitudes de onda. Sin embargo, existen métodos que no utilizan índices de vegetación para la estimación de la fracción de cobertura vegetal. Estos métodos utilizan unas determinadas clases espectrales o *endmembers* para obtener distintos parámetros biofísicos de la vegetación, como por ejemplo proporción de vegetación y LAI. Entre esta clase de métodos, los más utilizados han sido los SMA (Spectral Mixture Analysis), que utilizan el mismo tipo y número de *endmembers* para toda la imagen (ver por ejemplo Sabol et al.,

2002). En los últimos años algunos autores han propuesto modelos más complejos en los que el tipo y número de *endmembers* se selecciona para cada píxel de la imagen y llamados MESMA (Multiple Endmember SMA) (Roberts et al., 1998; Kemper et al., 2000). Entre estos métodos podemos destacar por ejemplo el VMESMA (Variable MESMA) (García-Haro et al., 2004; Camacho-de Coca et al., 2004). A partir de este modelo, es posible obtener valores de proporción de vegetación más precisos que los obtenidos mediante las ecuaciones mostradas anteriormente, basadas en índices de vegetación.

Para poder seleccionar entre los distintos métodos existentes para la estimación de la proporción de vegetación, deberemos en primer lugar conocer cuál es la precisión requerida. Para ello, podemos realizar un análisis de la influencia del error de la proporción de vegetación en la estimación de la emisividad. Así, si consideramos la Ecuación (5.3), a partir de la teoría de errores podemos obtener:

$$d_{P_v} = \left(\frac{\partial e}{\partial P_v} \right) e(P_v) = e_v - e_s - (1 - e_s) e_v F' \quad (5.42)$$

donde δ_{P_v} representa el error cometido en la emisividad debido a la indeterminación en la proporción de vegetación (P_v). Según la Ecuación (5.42), este error depende de los valores de la emisividad del suelo (ϵ_s) y vegetación (ϵ_v) y del factor de forma F' , mostrado en el capítulo 2. En la Figura 5.1 se muestran los valores del cociente $\delta_{P_v}/e(P_v)$ en función de los valores del factor de forma F' para dos casos distintos: emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 respectivamente, y de 0.97 y 0.99. Se puede observar como este cociente disminuye conforme aumenta F' , hasta llegar a un valor de 0.7, punto en el cual se obtiene el mínimo error. A partir de este valor, el cociente comienza a aumentar de nuevo. Podemos observar también como en el caso de emisividad de suelo de 0.97 y vegetación de 0.99 los errores son menores que en el caso de emisividad de suelo de 0.94 y vegetación de 0.98. Esto nos indica que conforme los valores de emisividad de suelo y vegetación sean más próximos, la influencia de la indeterminación de la proporción de vegetación sobre el error de la emisividad es menor.

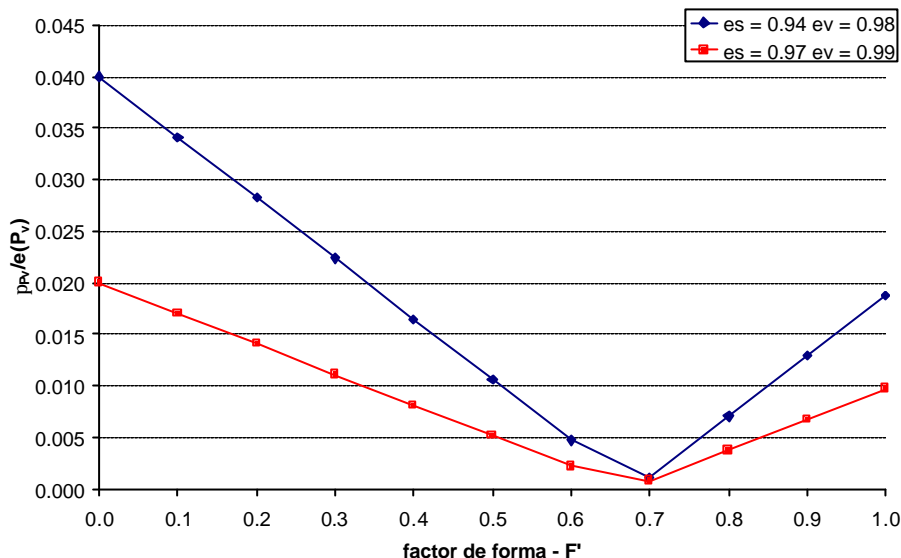


FIGURA 5.1 Cociente entre el error en la estimación de la emisividad debido a la indeterminación de la proporción de vegetación (P_v) y el propio error de P_v en función de los valores del factor de forma F' para los casos de emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 respectivamente, y de 0.97 y 0.99.

Para obtener unos valores para el error en la emisividad debido a la indeterminación de P_v , consideremos un error de 0.02 (20%) para P_v . Si nos fijamos en la Figura 5.1 y evitando el caso extremo de valores de F' próximos a cero, los valores del cociente $\delta_{P_v}/e(P_v)$ son siempre inferiores a 0.035, lo que lleva a un error en la emisividad inferior a 0.007. Aún en el caso de un error elevado para P_v , como el valor del 20% considerado en este ejemplo, el error en la emisividad es inferior al 1%, un valor que representa el error típico en la estimación de la emisividad desde satélite. El valor del error en emisividad de 0.007 se reduce a 0.005 para valores de F' comprendidos entre 0.3 y 1. Si en lugar de considerar un error del 20% para P_v considerásemos un error del 10%, estos errores se reducirían a la mitad. En función de los resultados obtenidos, podemos afirmar la Ecuación (5.33) dada por Carlson y Ripley (1997), aunque sencilla y aproximada resulta útil a la hora de calcular la proporción de vegetación necesaria para obtener la emisividad con el método $NDVI^{UMB}$. Las otras expresiones y métodos mostrados en este apartado, sin bien son más precisos y reducen el error en la emisividad

debido a la indeterminación en la proporción de vegetación, no consiguen rebajar el error típico de emisividad del 1%, ya que existen otros factores, como las propias indeterminaciones de los valores de la emisividad del suelo y vegetación o la indeterminación del factor geométrico F' que pueden llegar a tener una contribución al error final en emisividad superior a la que puede tener la indeterminación de la proporción de vegetación.

5.3 MÉTODO TES

El método TES (Temperature and Emissivity Separation) ha sido desarrollado por Gillespie et al. (1998) para ser aplicado al sensor ASTER (con un total de cinco canales térmicos) pero puede ser aplicado a cualquier sensor con un número suficiente de canales térmicos, en principio superior a cuatro. El método TES resuelve el problema del acoplamiento entre emisividad y temperatura. Dicho problema aparece al aplicar la ecuación de transferencia radiativa (Ecuación 4.1) a N canales térmicos. Considerando que los parámetros atmosféricos son conocidos, entonces tendremos N ecuaciones (una por cada canal) en las que intervienen N emisividades más la temperatura de la superficie terrestre. Es decir, tendremos N ecuaciones con $N+1$ incógnitas. Para poder resolver este problema no queda más remedio que realizar alguna hipótesis acerca del grado de libertad extra. El método TES a su vez es un método híbrido entre dos algoritmos ya existentes: el método NEM (Normalized Emissivity Method) de Gillespie (1985) y la técnica de los residuos Alpha (Kealy y Gabell, 1990; Hook et al., 1992; Kealy y Hook, 1993). Los datos de entrada para el método TES consisten en la radiancia que proviene de la superficie (datos corregidos del efecto atmosférico) y la radiación atmosférica descendente. A pesar de que el método TES se ha incluido en el capítulo dedicado a la emisividad, hay que señalar que se obtiene además la temperatura de la superficie terrestre. Basándose en simulaciones numéricas, el método TES puede obtener la emisividad con una precisión de 0.015 y la temperatura con 1.5 K. Dicho método está formado por tres partes o módulos, que se describen a continuación.

5.3.1 Módulo NEM

En primer lugar, la temperatura de la superficie se estima a partir de la aproximación de la emisividad normalizada o método NEM (Gillespie, 1985). Para ello, se asume un determinado valor de emisividad inicial para todas las bandas térmicas consideradas, ϵ_{\max} , obteniéndose de esta forma la temperatura y posteriormente unas nuevas emisividades. Estas emisividades permiten una corrección iterativa de la radiancia atmosférica descendente. En principio, el valor de ϵ_{\max} se asume como 0.99 (un valor máximo típico para superficies naturales, como vegetación), pero existe un procedimiento empírico que permite obtener de forma más precisa este valor, como se describirá más adelante.

Para ejecutar el método NEM, se calcula la radiancia R_i' a partir de la radiancia de la superficie (L_i') corregida de la radiancia atmosférica descendente (S_i^\downarrow), es decir, $R_i' = L_i' - (1 - \epsilon_{\max})S_i^\downarrow$. En lo que sigue, las cantidades R' , T' y ϵ' se refieren respectivamente a los valores previos de radiancia, temperatura y emisividad, antes de que la corrección iterativa para L_i^\downarrow se complete. La temperatura NEM se toma como la máxima temperatura calculada a partir de las radiancias R_i' para cada canal térmico i :

$$T' = \max(T_i) \quad ; \quad T_i = \frac{c_2}{I_i} \left[\ln \left(\frac{c_1 \epsilon_{\max}}{R_i' I_i^5} + 1 \right) \right]^{-1} \quad ; \quad \epsilon_i' = \frac{R_i'}{B_i(T')} \quad (5.43)$$

Una vez conocida T' , se calculan las emisividades NEM, ϵ_i' , y éstas a su vez se utilizan para recalcular $R_i' = L_i' - (1 - \epsilon_i')S_i^\downarrow$. Este proceso se repite hasta que el cambio en R_i' entre dos pasos sea menor a un valor de $0.05 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ por iteración o hasta un número máximo de iteraciones de 12. Si la diferencia entre los sucesivos valores de R_i' aumentan por iteración, entonces no hay convergencia y la corrección para S_i^\downarrow no es posible. En este caso, el proceso se aborta y los valores de ϵ y T vienen acompañados con un mensaje de error. La corrección para S_i^\downarrow típicamente es inferior a 1 K, excepto en los casos en que el cielo se encuentre más caliente que la superficie o que la humedad sea elevada. Como los errores introducidos durante el proceso de corrección dependen de ϵ , es posible obtener

valores de temperatura precisos a partir del canal de mayor emisividad incluso si el resto del espectro de emisividades no es preciso.

El valor de 0.99 elegido para ϵ_{\max} se considera representativo de muchos espectros de cuerpos grises como vegetación, agua o nieve. Sin embargo, este valor puede cambiar de un píxel a otro, dependiendo del tipo de superficie considerado. Es posible optimizar el valor de ϵ_{\max} representando v/ϵ^2 frente a distintos valores de ϵ_{\max} (0.92, 0.95, 0.97 y 0.99), donde v representa la varianza del espectro de emisividades obtenido y ϵ la emisividad media para los canales térmicos considerados. El resultado de esta gráfica debe de ser una parábola. Si esta parábola tiene un mínimo entre 0.9 y 1.0, entonces este valor representa el valor óptimo para ϵ_{\max} . De esta forma, el módulo NEM se ejecuta de nuevo para obtener las emisividades y la temperatura. Este proceso da buen resultado sólo si el espectro de emisividades muestra pequeñas variaciones, es decir, si es un espectro casi plano. Por lo tanto, la estimación del valor óptimo para ϵ_{\max} se realiza sólo si la varianza (v) es inferior a un determinado límite estimado en $1.7 \cdot 10^{-4}$. Esto ocurre por ejemplo para espectros de vegetación, pero no para la mayoría de las rocas o algunos suelos. Por lo tanto, cuando se cumple que $v \geq 1.7 \cdot 10^{-4}$, el píxel se considera como suelo o roca y se toma un valor de $\epsilon_{\max} = 0.96$, típico de este tipo de superficies.

5.3.2 Módulo RATIO

Una vez aplicado el módulo NEM, el siguiente paso consiste en calcular las emisividades relativas, β_i , dividiendo los valores de emisividad NEM por el valor medio:

$$b_i = \frac{e_i}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e_i} \quad (i = 1, N) \quad (5.44)$$

donde N representa el número de canales térmicos considerado. Watson et al. (1990) y Watson (1992) han mostrado que los cocientes de emisividades o emisividades relativas son insensibles a errores en la estimación de la temperatura. Por lo tanto, aunque el espectro β conserva la forma pero no la amplitud del

espectro original, en principio los valores relativos β deben ser más precisos que los propios valores absolutos.

5.3.3 Módulo MMD

A partir del espectro β obtenido en el módulo anterior se obtienen las emisividades absolutas, y la temperatura de la superficie debe ser recalculada a partir de estos nuevos valores de emisividad y de las radiancias corregidas del efecto atmosférico. Para convertir los valores relativos (β_i) en valores absolutos (ϵ_i) se utiliza una relación empírica entre el valor mínimo de emisividad ϵ_{\min} y el contraste espectral MMD (Minimum Maximum Difference). Así, en primer lugar se calcula el contraste espectral (MMD) como

$$\text{MMD} = \max(\beta_i) - \min(\beta_i) \quad (i = 1, N) \quad (5.45)$$

Una vez obtenido el MMD, el valor mínimo de emisividad se puede obtener a partir de relaciones empíricas. Por ejemplo, en el caso del sensor ASTER y considerando un total de 86 espectros de emisividad, esta relación viene dada por:

$$\epsilon_{\min} = 0.994 - 0.687 \text{MMD}^{0.737} \quad (5.46)$$

con un valor para el coeficiente de correlación de 0.991 y con un error de ± 0.02 para el 95% de las muestras.

El valor de las emisividades para cada canal se obtiene finalmente a partir de la siguiente expresión:

$$e_i = b_i \left[\frac{\epsilon_{\min}}{\min(b_i)} \right] \quad (i = 1, N) \quad (5.47)$$

El cálculo de ϵ_{\min} a partir del MMD dado por la Ecuación (5.47) no proporciona valores adecuados para valores de MMD inferiores a un determinado umbral, actualmente situado en 0.032. Por ello, cuando se cumple que $\text{MMD} < 0.032$, no se utiliza la Ecuación (5.47) y se toma un valor de ϵ_{\min} de 0.983,

adecuada por cuerpos grises como vegetación, continuando el resto del proceso. También es posible mejorar la relación dada por la Ecuación (5.46) utilizando un mayor número de espectros de emisividad, utilizando un valor medio de emisividad medido en una banda ancha de 8-14 μm en lugar de la media aritmética considerada en el módulo RATIO (Payan y Royer, 2004) o bien realizando un ajuste entre ϵ_{\min} y las emisividades correspondientes a las cinco bandas térmicas de ASTER, incluyendo además la emisividad media (Liang, 2001). Si bien estas modificaciones parecen mejorar los resultados en cuanto a simulación, la precisión en el valor de la emisividad final parece mantenerse dentro del 1%.

Una vez obtenidas las emisividades, es posible recalcular la temperatura a partir de la expresión:

$$T = \frac{c_2}{I_i^*} \left[\ln \left(\frac{c_1 \epsilon_i^*}{R_i^* I_i^{*5}} + 1 \right) \right]^{-1} \quad (5.48)$$

donde el símbolo ‘*’ hace referencia al canal térmico para el cual la emisividad es máxima y, por lo tanto, la corrección debida al término S_i^\downarrow será mínima. Finalmente, una vez obtenidas la temperatura y emisividades TES, es posible realizar una corrección final para ganar precisión en los valores. Para ello, las emisividades TES se vuelen a utilizar en el módulo NEM (esta vez realizando únicamente una iteración) y se repiten los módulos RATIO y MMD.

5.3.4 Relaciones entre ϵ_{\min} y MMD

Un punto clave en el algoritmo TES reside en la relación entre el valor mínimo de la emisividad, ϵ_{\min} , y el contraste espectral, MMD. Esta relación suele presentar la siguiente estructura potencial:

$$\epsilon_{\min} = a + b \text{MMD}^c \quad (5.49)$$

donde las constantes a, b y c se obtienen empíricamente, a partir de simulaciones mediante los espectros de emisividad incluidos en la librería espectral de ASTER. Si se analiza todos los procesos involucrados en el método TES descrito en los

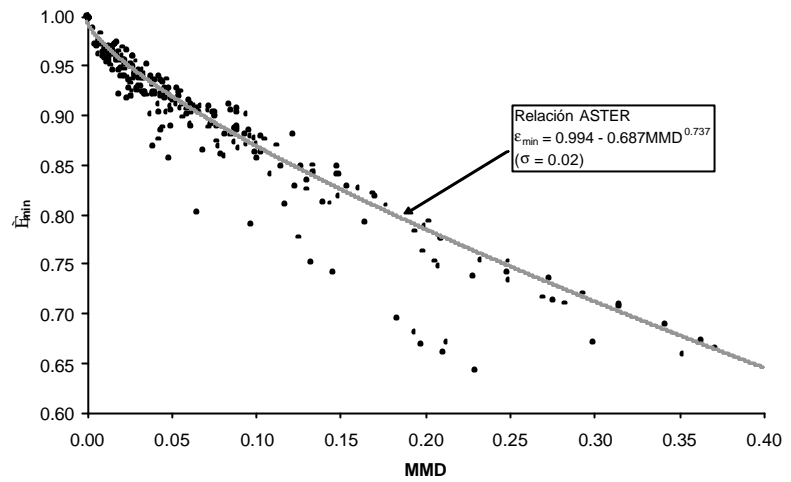
apartados anteriores, se puede observar como la relación entre ϵ_{\min} y MMD es la única que necesita ser particularizada para el sensor considerado. El resto de los procesos es totalmente general. La Ecuación (5.46) muestra los valores correspondientes al sensor ASTER, obtenidos a partir de 86 muestras formadas por rocas, suelos, vegetación, agua y nieve. El coeficiente de correlación del ajuste es de 0.991, con el 95% de las muestras dentro del rango de valores de emisividad de ± 0.02 . Cuando la expresión correspondiente al sensor ASTER ($a = 0.994$, $b = -0.687$, $c = 0.737$) se aplica a una base de datos más amplia formada por un total de 299 muestras (244 muestras pertenecientes a rocas, 49 a suelos, 4 a vegetación, agua y hielo), se obtiene una desviación estándar en los valores de 0.024, es decir, el 68.3 % de las muestras caen aproximadamente dentro del rango ± 0.02 (frente al 95% del ajuste original). Cuando se realiza la representación gráfica de ϵ_{\min} frente a MMD para el total de las 299 muestras, tal y como muestra la Figura 5.2a, se puede observar como aquellas muestras que cumplen que $MMD < 0.25$ y $\epsilon_{\min} < 0.80$ se apartan ligeramente de la tendencia general. Cuando estos datos son eliminados (ver Figura 5.2b) el total de muestras se reduce a 274, de forma que la aplicación de la expresión para el sensor ASTER proporciona mejores resultados, con una desviación estándar de 0.014 (en este caso, el 95% de las muestras caerían dentro de un rango inferior a ± 0.03). Teniendo en cuenta el total de 299 muestras consideradas en este análisis, se ha vuelto a recalcular la relación ϵ_{\min} -MMD para ASTER, obteniendo el siguiente resultado:

$$\epsilon_{\min} = 1.000 - 0.706 \text{ MMD}^{0.694} \quad (5.50)$$

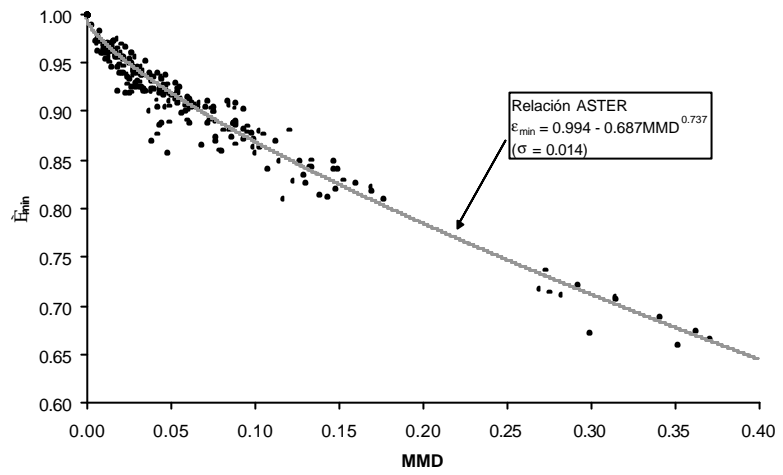
En este caso la desviación estándar obtenida en el ajuste es de 0.022, un resultado ligeramente inferior al obtenido con la relación dada por la Ecuación (5.46). Cuando eliminamos los valores que cumplen $MMD < 0.25$ y $\epsilon_{\min} < 0.80$, se obtiene la siguiente expresión:

$$\epsilon_{\min} = 0.997 - 0.650 \text{ MMD}^{0.688} \quad (5.51)$$

con una desviación estándar de 0.014, que es el mismo resultado que se obtiene al utilizar la relación original para ASTER. Si la expresión anterior se aplica al total de 299 muestras, entonces se obtiene una desviación estándar de 0.023, resultado también muy similar a los obtenidos anteriormente.



(a)



(b)

FIGURA 5.2 Relación entre la emisividad mínima (ϵ_{\min}) y el contraste espectral (MMD) obtenida a partir de espectros de emisividad correspondientes a rocas, suelos, vegetación, agua y hielo pertenecientes a la librería espectral de ASTER y promediados según la función filtro de las bandas térmicas del sensor ASTER. El número total de muestras considerado para el caso (a) es de 299, mientras que en el caso (b) se han eliminado aquellos valores que cumplen simultáneamente que $MMD < 0.25$ y $\epsilon_{\min} < 0.80$, quedando finalmente un total de 274 muestras.

Así pues, tanto la relación original propuesta para el sensor ASTER dada por la Ecuación (5.46) como las nuevas relaciones recalculadas también para el sensor ASTER y dadas por las Ecuaciones (5.50) y (5.51) proporcionan prácticamente los mismos resultados, con desviaciones estándar de aproximadamente 0.02.

Para finalizar con los resultados referentes al sensor ASTER, consideraremos el caso de la estimación de la emisividad sobre superficies agrícolas. En estos casos no tiene sentido considerar las muestras correspondientes a rocas, ya que este tipo de superficies están formadas por suelo y vegetación. Así, considerando sólo muestras de suelos, vegetación y agua (un total de 54 espectros) se ha obtenido la siguiente expresión:

$$\epsilon_{\min} = 0.986 - 0.711 \text{ MMD}^{0.810} \quad (5.52)$$

obteniendo en este caso una desviación estándar de 0.004. Si aplicamos la relación original de ASTER a estas muestras, se obtiene un error cuadrático medio de 0.007.

Como ya se comentó anteriormente, el método TES puede aplicarse en general a cualquier sensor con un número de bandas térmicas superior a cuatro particularizando la expresión correspondiente a la relación empírica entre ϵ_{\min} y MMD. A continuación, analizaremos los resultados obtenidos para sensores distintos a ASTER. Hemos visto en el capítulo 3 como el método TES resulta de gran utilidad a la hora de obtener emisividades (y también temperatura) a partir de medidas de campo realizadas con los dos radiómetros CIMEL. Uno de ellos, el modelo CE312-2, tiene un total de 6 bandas térmicas. La primera corresponde a la banda ancha para la región 8-14 μm , mientras que las cinco restantes prácticamente coinciden con las cinco bandas térmicas del sensor ASTER. Por lo tanto, en este caso la relación ϵ_{\min} -MMD vendrá dada por las mismas expresiones que las correspondientes al sensor ASTER y mostradas anteriormente. El otro radiómetro CIMEL, el modelo CE312-1, posee un total de 4 bandas, una de ellas también de banda ancha. Este radiómetro no posee un número de bandas suficiente para aplicar el método TES. Sin embargo, es posible realizar medidas simultáneas con los dos radiómetros CIMEL y aplicar el método TES a todo el conjunto de bandas térmicas, un total de 8 sin tener en cuenta las dos bandas anchas que poseen ambos

modelos. Cuando se consideran estas 8 bandas térmicas y el total de 299 muestras de emisividad mencionadas anteriormente se obtiene la siguiente expresión:

$$\varepsilon_{\min} = 1.000 - 0.676 \text{ MMD}^{0.684} \quad (5.53)$$

con una desviación estándar de 0.025. En este caso cuando se aplica la relación original para el sensor ASTER se obtiene también un resultado muy similar, con un error cuadrático medio de 0.026. De forma similar a lo mostrado en la Figura 5.2, existen también una serie de puntos que parecen alejarse de la tendencia general, cumpliendo en este caso la condición $\text{MMD} < 0.2$ y $\varepsilon_{\min} < 0.85$. Eliminando estos puntos (dando lugar a un total de 266 muestras de emisividad), se obtiene la relación:

$$\varepsilon_{\min} = 0.996 - 0.659 \text{ MMD}^{0.713} \quad (5.54)$$

con una desviación estándar de 0.013. La relación original para ASTER proporciona en este caso el mismo resultado. Si consideramos únicamente las muestras típicas de zonas agrícolas (suelos, vegetación, agua) obtenemos:

$$\varepsilon_{\min} = 0.985 - 0.738 \text{ MMD}^{0.856} \quad (5.55)$$

con una desviación estándar de 0.004 frente a un error cuadrático medio cuando se utiliza la expresión para ASTER de 0.01.

Así mismo, el método TES también es aplicable al sensor aerotransportado DAIS, ya que éste posee un total de 6 bandas térmicas tal y como se explicó en el capítulo 3. En el caso del sensor DAIS la relación entre ε_{\min} y MMD se obtuvo para el caso concreto de la zona de Barrax, considerando un total de 38 muestras correspondientes a suelos, vegetación y agua. En este caso tan concreto basta con considerar la siguiente relación lineal:

$$\varepsilon_{\min} = 0.984 - 1.062 \text{ MMD} \quad (5.56)$$

con un coeficiente de correlación de 0.996 y un error en la estimación de 0.004.

A la vista de los resultados obtenidos y como conclusión, podemos decir que la relación ϵ_{\min} -MMD original propuesta para el sensor ASTER proporciona resultados muy similares a las relaciones particularizadas para los distintos sensores, por lo que presumiblemente puede utilizarse para cualquier sensor con bandas térmicas dentro del rango 8-13 μm . Sólo en los casos de zonas agrícolas o casos muy concretos como el mostrado para el sensor DAIS las expresiones particularizadas parecen proporcionar mejores resultados que la relación para ASTER.

Capítulo 6

RESULTADOS Y APLICACIÓN A IMÁGENES DE SATÉLITE

Si pudiera llorar de miedo en una casa sola,
si pudiera sacarme los ojos y comérmelos,
lo haría por tu voz de naranjo enlutado
y por tu poesía que sale dando gritos.

Pablo Neruda

6.1 INTRODUCCIÓN

Una vez expuesta la teoría y desarrollados los algoritmos necesarios para la estimación de la emisividad y la temperatura de la superficie terrestre, llega el momento de aplicarlos a imágenes de satélite y validarlos. El proceso de validación consiste en una comparación entre los resultados extraídos de las imágenes de satélite una vez aplicados los algoritmos y los resultados obtenidos a partir de medidas de campo. De esta forma se considera que las medidas de campo o los resultados extraídos a partir de ellas son los más fiables, lo que habitualmente se llama verdad terreno, por lo que resulta de vital importancia disponer de unas medidas de campo de calidad. Hay que señalar que el término validación debe emplearse cuando se realiza una comparación con un número lo suficientemente amplio desde el punto de vista estadístico. En ocasiones las comparaciones entre los resultados obtenidos a partir de imágenes de satélite y los obtenidos mediante medidas de campo se realizan con una única imagen en la cual se consideran unos cuantos puntos de los que se dispone de medidas de campo. En estos casos no es del todo correcto emplear el término validación, y debería emplearse más bien el término test, aunque habitualmente se emplea indistintamente un término u otro.

Teniendo en cuenta la importancia que tienen las medidas de campo a la hora de validar los resultados obtenidos a partir de imágenes de satélite, comenzaremos este capítulo de resultados analizando precisamente este punto. Así, mostraremos los valores de emisividad y temperatura obtenidos para distintas superficies a partir de las medidas radiométricas utilizando los instrumentos y métodos descritos en el capítulo 3. A continuación aplicaremos a imágenes de satélite (sensores DAIS y ASTER) los algoritmos y métodos mostrados en los capítulos 4 y 5 para la estimación de la temperatura y emisividad de la superficie terrestre, y validaremos los resultados obtenidos. Por último, acabaremos este capítulo mostrando algunos de los resultados obtenidos para la emisividad direccional a partir de los modelos geométricos y de transferencia radiativa expuestos en el capítulo 2. Con la inclusión de estos resultados se pretende evaluar los efectos angulares sobre la estimación de la temperatura de la superficie terrestre.

6.2 RESULTADOS OBTENIDOS A PARTIR DE LAS MEDIDAS DE CAMPO

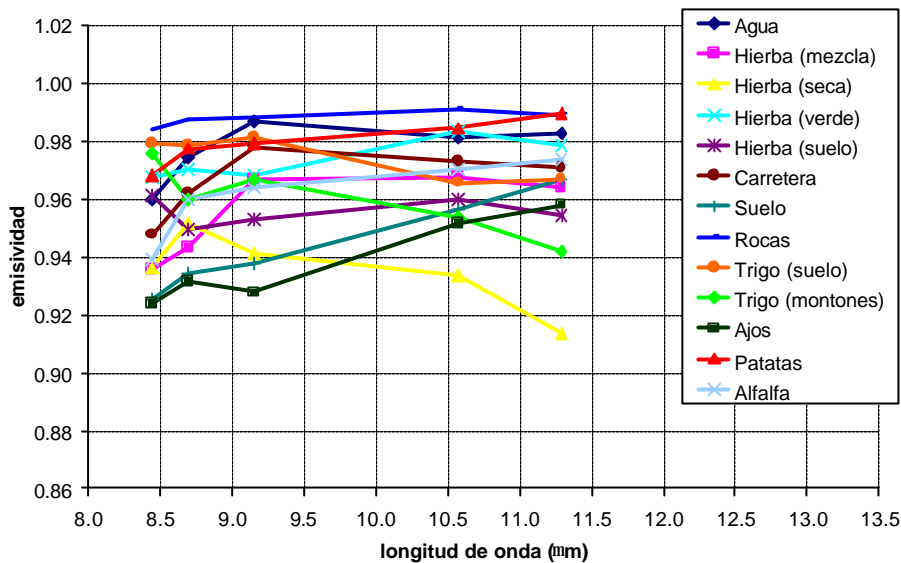
En este apartado mostraremos algunos de los valores de emisividad y temperatura obtenidos a partir de las medidas de campo siguiendo los procedimientos descritos en el capítulo 3. Estos valores obtenidos a partir de medidas de campo son los que se utilizan a la hora de validar o comprobar los resultados obtenidos a partir de imágenes de satélite. El análisis de las medidas de campo mostrado en este apartado hace referencia a las campañas SPARC/EAGLE y la de Córdoba, realizadas recientemente. Sin embargo, muchas de las imágenes utilizadas en este trabajo corresponden a las campañas DAISEX, realizadas durante los años 1998, 1999 y 2000. Las medidas realizadas durante estas campañas y los resultados obtenidos pueden encontrarse en las referencias que se irán dando en los siguientes puntos. Hemos preferido mostrar aquí los datos de las campañas celebradas en 2004 debido a una mayor disponibilidad de material, sobre todo por lo que respecta a los radiómetros multibanda CIMEL, lo que nos permite mostrar resultados que no hubiésemos podido mostrar en las anteriores campañas. Aunque resulta obvio que los valores concretos de temperatura y emisividad varían

para las distintas campañas y medidas, los procedimientos utilizados y las conclusiones extraídas pueden aplicarse con carácter general.

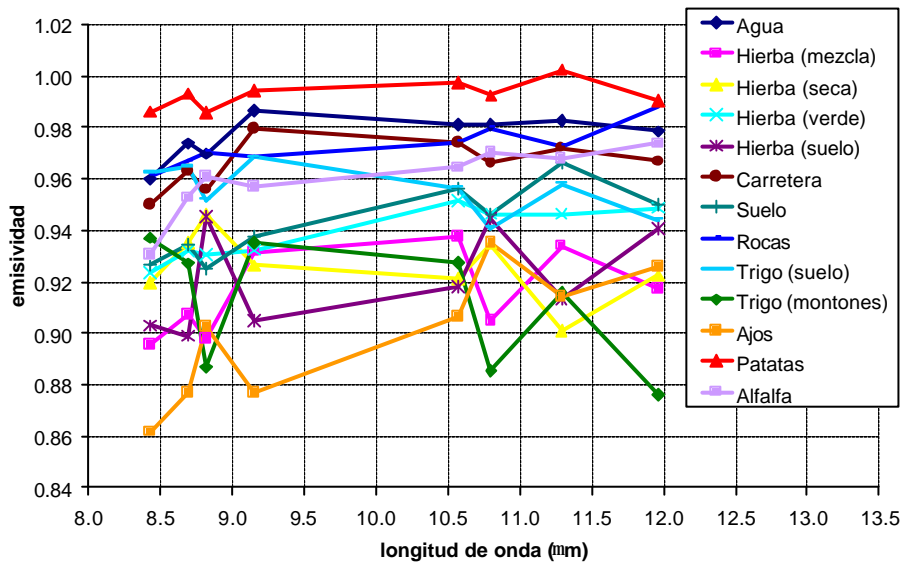
6.2.1 Emisividad

Tal y como se explica en el capítulo 3, la emisividad de la superficie terrestre puede obtenerse a partir de medidas de campo mediante el método de la caja o bien aplicando el método TES a los radiómetros CIMEL, cuyas características técnicas así como las funciones filtro pueden consultarse en el mencionado capítulo. En primer lugar mostramos en la Figura 6.1 los valores de emisividad obtenidos con el método TES para distintas muestras en la zona de Barrax durante la campaña SPARC/EAGLE de 2004. Los valores representados se han obtenido a partir de valores medios de un total de 3 medidas en cada zona. En la Figura 6.1a se muestran los valores para las cinco bandas del radiómetro CIMEL CE 312-2 ASTER, mientras que la Figura 6.1b muestra los valores obtenidos cuando se utilizan simultáneamente la combinación de los dos radiómetros CIMEL, dando lugar en este caso a un total de 8 bandas espectrales. En este último caso los espectros de emisividad parecen mejorar con respecto al caso anterior, debido fundamentalmente al mayor número de bandas introducido a la hora de ejecutar el algoritmo TES, lo que permite una estimación mejor de la longitud de onda menos afectada por el efecto atmosférico. Para una mayor comprensión de los resultados obtenidos se muestra también en la Figura 6.2 las fotografías correspondientes a las distintas muestras.

A continuación analizaremos los resultados obtenidos para los distintos espectros basándonos en los resultados mostrados en la Figura 6.1b. Paralelamente a este análisis, conviene consultar las fotografías mostradas en la Figura 6.2, ya que éstas pueden facilitar la comprensión de los resultados obtenidos en algunas zonas o cultivos.



(a)



(b)

FIGURA 6.1 Valores de emisividad obtenidos aplicando el método TES a los radiómetros a) CIMEL ASTER y b) combinación de los dos CIMEL a partir de medidas de campo para distintas muestras pertenecientes a la zona agrícola de Barrax.

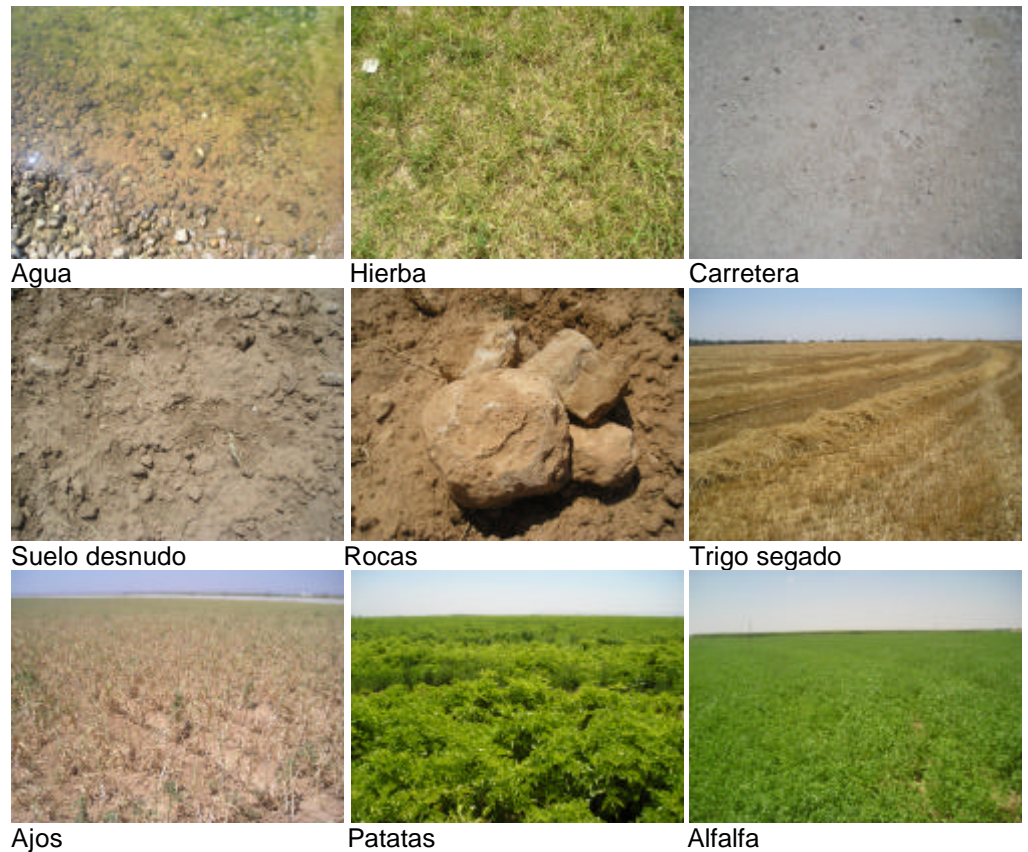


FIGURA 6.2 Fotografías de las distintas muestras consideradas para realizar las medidas de emisividad con los radiómetros CIMEL aplicando el método TES en la zona de Barrax.

Comenzando ya con el análisis de los espectros de emisividad, se puede observar por ejemplo como los valores de emisividad correspondientes a las zonas de agua y patatas (alta cobertura vegetal) presentan unos valores altos y con poca dependencia espectral, mostrando su comportamiento cercano a cuerpo negro. El cultivo de alfalfa, también con una gran cobertura vegetal, debería mostrar también unos valores altos y similares a los del cultivo de patatas, sin embargo los valores obtenidos son ligeramente inferiores a los esperados. Los resultados obtenidos para la zona de hierba también son inferiores a los esperados, sobre todo para la hierba verde, que suele presentar valores de 0.98 para longitudes de onda cercanas a los

11 μm . Estos resultados pueden explicarse debido al estado irregular de la hierba en esta parcela. Los valores obtenidos en parcelas de hierba más homogéneas, no mostrados aquí, muestran unos valores más altos y aceptables. Por lo que respecta a la zona de suelo desnudo, se obtiene un valor de emisividad de entre 0.96 y 0.97 para longitudes de onda entre 11 y 11.5 μm , lo que parece concordar con valores medidos con el método de la caja en años anteriores y también con el valor medio de 0.97 obtenido a partir de los suelos de la clase *inceptisols* incluidos en la librería espectral de ASTER. El espectro correspondiente a las rocas presenta unos valores más altos de los esperados, ya que normalmente las rocas tienen valores similares o inferiores a los de suelo desnudo y con una mayor variación espectral. Conviene señalar que las rocas medidas corresponden a las piedras presentes en el suelo desnudo, con una cierta cobertura de tierra en su superficie.

Resulta difícil explicar los resultados obtenidos para los espectros de emisividad de trigo cortado, ya que no se dispone de un conocimiento suficiente de la emisividad de este tipo de cultivos. En principio, parece lógico pensar que los valores deberían estar comprendidos entre valores de vegetación y valores de suelo desnudo. Debemos señalar que todas las medidas se hicieron bajo condiciones de cielo despejado, tal y como se muestra en la Figura 6.3.



FIGURA 6.3 Fotografía del cielo de Barrax en el momento de la realización de las medidas de emisividad.

Siguiendo con las emisividades obtenidas a partir del método TES, se muestra en la Figura 6.4 los resultados obtenidos para una serie de olivos situados en la zona experimental de Córdoba. La numeración asignada a cada olivo se corresponde con distintas formas de riego. Para el caso del olivo etiquetado como 9-37 se muestra también la desviación estándar obtenida en las tres medidas realizadas. Las variaciones de los espectros de emisividad de cada olivo son mucho menores que la desviación estándar obtenida en las medidas, por lo que resulta difícil apreciar cambios en las emisividades debido a las condiciones de riego (estrés hídrico). Las medidas han sido realizadas desde una grúa, con una altura superior a los olivos. En la Figura 6.5 se puede observar los radiómetros CIMEL colocados en el soporte de la grúa así como una vista superior del olivo, en el que se puede apreciar ciertos huecos entre la copa del olivo correspondientes a zonas de sombra y suelo.

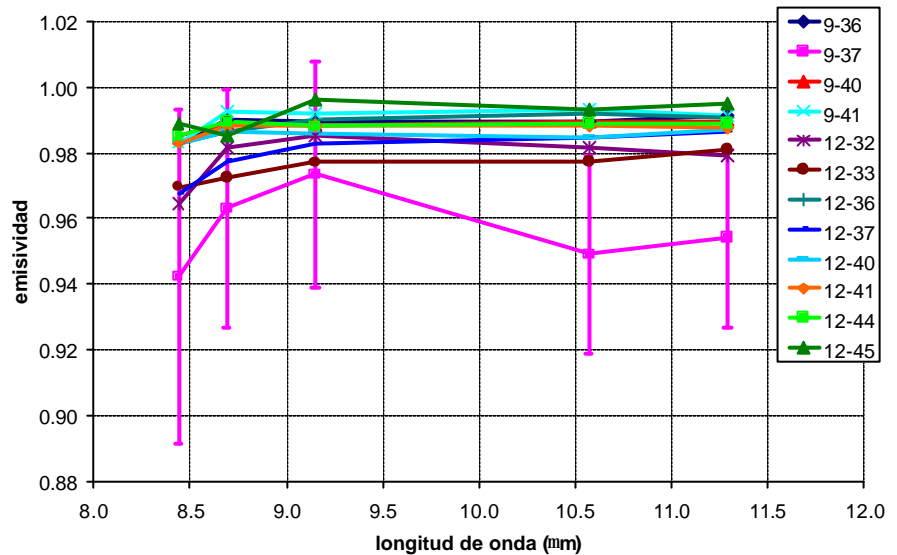


FIGURA 6.4 Emisividades obtenidas con el método TES a partir de medidas de campo en la zona experimental de Córdoba. Los espectros de emisividad corresponden a un total de 12 olivos etiquetados tal y como se muestran en la leyenda en función del sistema de riego.



FIGURA 6.5 a) Montaje de los radiómetros CIMEL en la grúa utilizada para realizar las medidas de emisividad sobre olivos y b) vista desde la grúa de la copa del olivo.

Como ejemplo de resultados obtenidos con el método de la caja, se presenta en la Figura 6.6 los resultados correspondientes al suelo situado en la zona de olivos de Córdoba. Las medidas han sido realizadas utilizando dos cajas distintas, una con una altura 60 cm, que llamamos caja grande, y otra de 40 cm, que llamamos caja pequeña. Los valores obtenidos con ambas cajas son prácticamente iguales, y las desviaciones estándar de las medidas inferior al 1% en la mayoría de los casos. En la Figura 6.7 se muestra la caja pequeña situada sobre la zona de suelo y el radiómetro CIMEL CE 312-2 ASTER.

Aunque las desviaciones estándar correspondientes a las emisividades TES no han sido mostradas en las gráficas para una mayor claridad de los resultados, hay que señalar que éstas son mayores que las obtenidas con el método de la caja. Por lo tanto, las medidas de emisividad con la caja parecen tener una mejor reproductibilidad que las realizadas con el método TES, aunque esto puede ser debido a que dentro de la caja la superficie aparece como más homogénea al estar aislada de los alrededores. Además, el método TES puede aplicarse en distintos modos de ejecución, ya es posible aplicar sólo el primer módulo (NEM), cambiar el número de iteraciones, utilizar distintos valores de emisividad inicial, etc. Todos estos factores necesitan de un mayor estudio y una mayor base de datos para clarificar cuál de ellos proporciona mejores resultados.

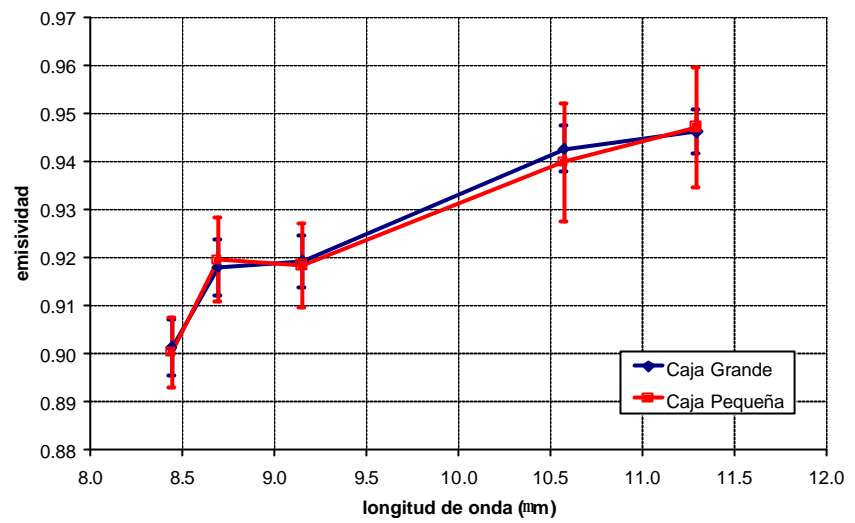


FIGURA 6.6 Emisividad obtenida con el método de la caja para la zona de suelo desnudo situada en el campo de olivos de la zona experimental de Córdoba.



FIGURA 6.7 Caja pequeña y radiómetro CIMEL CE 312-2 ASTER sobre la zona de suelo correspondiente a la zona de olivos.

6.2.2 Temperatura

La temperatura de la superficie terrestre puede obtenerse a partir de las medidas del radiómetro utilizando la Ecuación (3.10). Para ello es necesario conocer la emisividad y la radiancia atmosférica descendente, obtenida a partir de medidas de cielo. La forma tradicional de caracterizar la temperatura de una determinada superficie consiste en realizar transectos, es decir, medidas secuenciales en distintos puntos de la superficie considerada. Uno de los problemas de esta metodología es que si la superficie es extensa, puede llegar a transcurrir un tiempo considerable desde la primera medida hasta la última, cuando en teoría las medidas deberían realizarse lo más rápido posible. Además, el hecho de moverse continuamente de un punto a otro puede provocar alteraciones en la medida o, para radiómetros con un campo de visión pequeño, obtener valores no representativos del tipo de superficie que se quiere medir. Pensemos por ejemplo en un suelo desnudo con algunas pequeñas piedras. Es posible que al ir realizando las medidas de vez en cuando se apunte a una piedra, obteniendo un valor de temperatura más alto que el correspondiente al suelo. Esto también puede pasar al realizar medidas en una cobertura vegetal. Incluso en el caso de cobertura casi al 100%, es posible apuntar a huecos entre la vegetación, obteniendo valores distintos a los de la propia vegetación. Los problemas mencionados pueden resolverse en parte situando los radiómetros a una mayor altura para obtener una mayor superficie observada y dejándolos fijos, por ejemplo colocados en mástiles. De esta forma las medidas son más estables y más representativas, aunque la superficie total a medir queda estadísticamente menos representada, ya que las medidas se localizan en un único punto. En principio, si la superficie fuese totalmente homogénea, este único punto podría ser representativo de toda la zona. De todas formas, si se disponen de varios radiómetros, podrían colocarse en distintos puntos de la superficie a medir, obteniendo una mayor representatividad desde el punto de vista estadístico.

Para realizar las medidas de temperatura durante la campaña SPARC/EAGLE de 2004, se colocaron un total de cuatro mástiles, dos en una zona de suelo desnudo y dos en una zona de hierba. En cada zona, en uno de los mástiles estaba colocado un RAYTEK MID de banda ancha y un radiómetro CIMEL (en suelo desnudo el CE 312-1 y en hierba el CE 312-2 ASTER). El montaje se

muestra en la Figura 6.8. Junto con estas medidas fijas, se realizaron también distintos transectos.

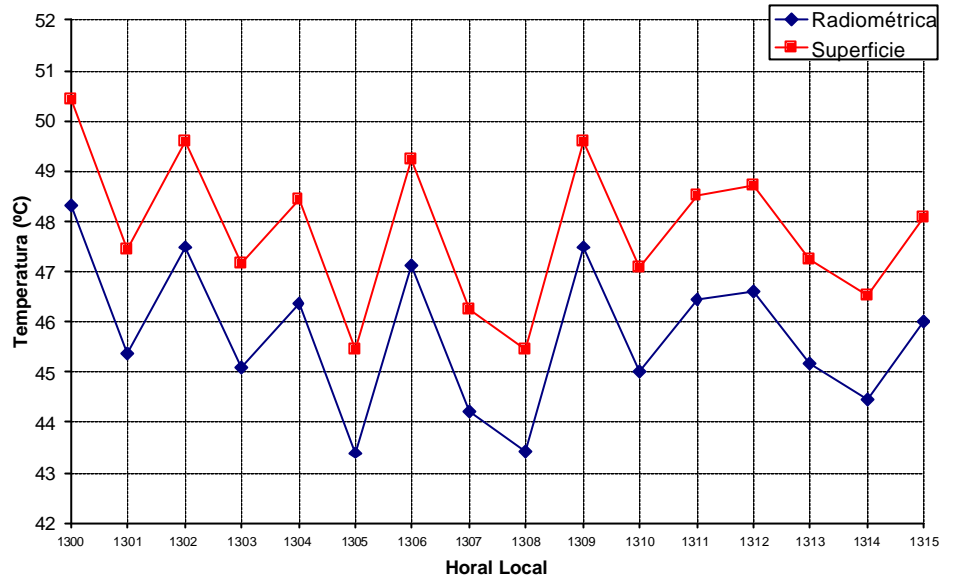


FIGURA 6.8 Mástiles utilizados para realizar medidas de temperatura radiométrica en zonas de suelo desnudo (izquierda) y hierba (derecha).

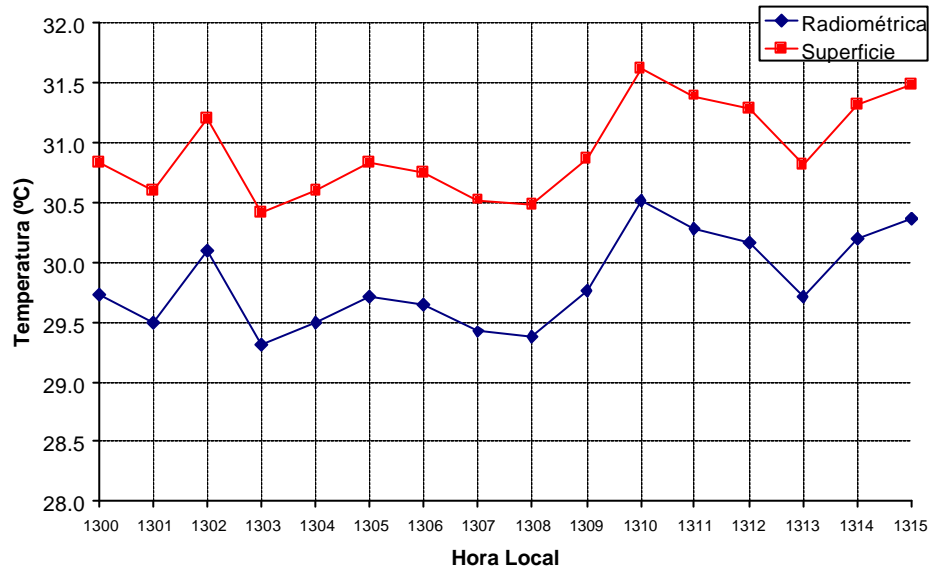
En primer lugar analizaremos los resultados obtenidos desde el punto de vista de la heterogeneidad térmica de las superficies. Así, en la Figura 6.9 se muestra a modo de ejemplo las gráficas correspondientes a las temperaturas tanto radiométricas como de superficie obtenidas a partir del radiómetro de banda ancha RAYTEK MID para las zonas de suelo desnudo y hierba durante el periodo comprendido entre las 13:00 y las 13:15 (hora local) del día 15 de Julio. Para obtener las temperaturas de superficie se han utilizado unos valores de emisividad de 0.97 y 0.98 para suelo y hierba, respectivamente, y un valor medido para la temperatura del cielo de $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$. Debido a la gran diferencia entre valores de temperatura para suelo y hierba, las escalas en ambas gráficas son distintas. Se puede observar como la heterogeneidad térmica es significativamente mayor para

el caso de suelo desnudo (Figura 6.9a), presentando una diferencia entre el valor máximo y el mínimo de 5 °C, que para la hierba (Figura 6.9b), con una diferencia entre máxima y mínima de 1.2 °C. Además, se puede observar como las variaciones de temperatura entre dos medidas consecutivas (separadas por un intervalo de tiempo de 1 minuto) son superiores a 1.5 °C en la mayoría de los casos para la zona de suelo e inferiores a 0.5 °C para el caso de la hierba. Por lo que respecta a las diferencias entre temperatura radiométrica y de superficie, se obtienen unos valores de 2 y 1 °C para suelo y hierba, respectivamente. Por lo tanto, las diferencias de temperatura debido a la variabilidad térmica de la superficie son mayores que la diferencia entre la temperatura radiométrica y la de superficie. Estos resultados confirman por un lado dos hechos ya conocidos, i) las superficies desnudas presentan una mayor heterogeneidad térmica que superficies cubiertas de vegetación y ii) las superficies con menor emisividad presentan una mayor diferencia entre su temperatura radiométrica y de superficie, y por otro lado se observa que la heterogeneidad térmica de la superficie domina sobre la corrección de emisividad y radiancia atmosférica descendente realizada para obtener la temperatura de superficie.

Por último, se muestra en la Figura 6.10 una comparación entre los valores de temperatura radiométrica obtenida a partir del RAYTEK MID situado sobre el mástil y el RAYTEK ST8 utilizado para realizar transectos alrededor de la zona en la que se encontraba situado el mástil. Se puede observar como de nuevo las diferencias mayores se obtiene para el caso de suelo desnudo (Figura 6.10a), con valores cercanos a los 5 °C, mientras que para el caso de la hierba (Figura 6.10b) las diferencias son de 2 °C. A parte de las diferencias correspondientes a los procesos de medida (medidas fijas frente a transectos), también hay que tener en cuenta que a pesar de ser los dos radiómetros de banda ancha (8-14 μm) pueden existir algunas diferencias entre la función filtro de ambos, no siendo totalmente comparables.

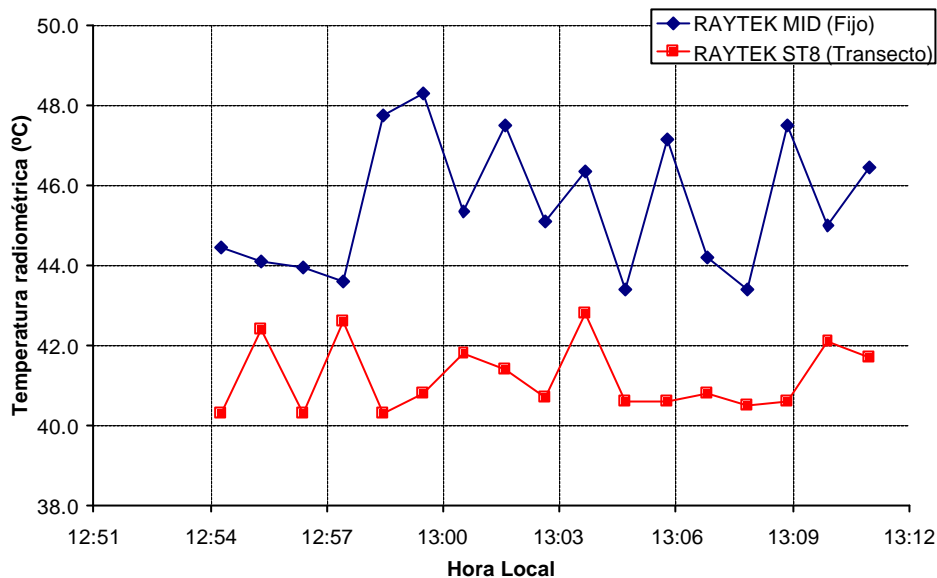


(a)

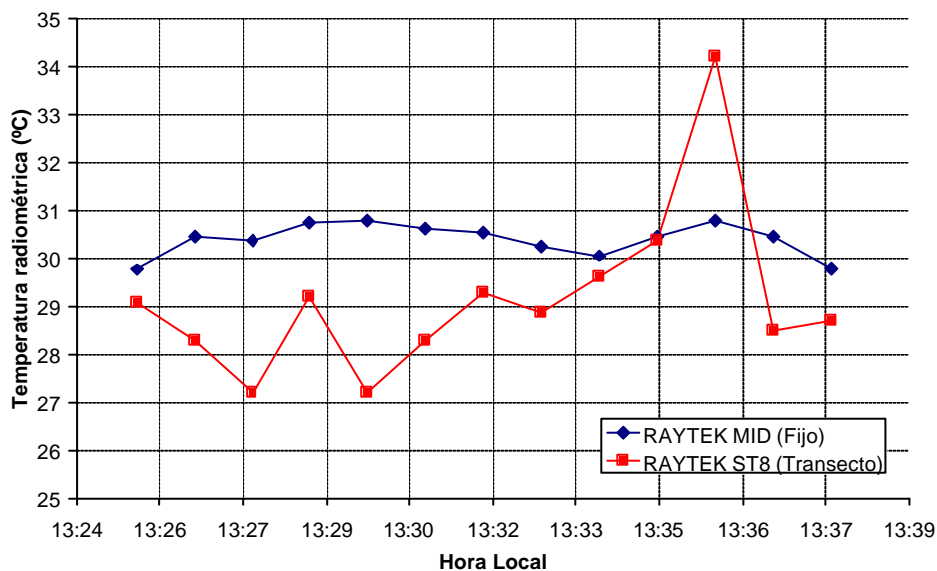


(b)

FIGURA 6.9 Valores de temperatura radiométrica y de superficie medidos con el radiómetro RAYTEK MID sobre las zonas de a) suelo desnudo y b) hierba.



(a)



(b)

FIGURA 6.10 Comparación entre las temperaturas radiométricas obtenidas a partir de medidas fijas con el radiómetro RAYTEK MID y medidas realizando transectos con el radiómetro RAYTEK ST8, ambos de banda ancha (8-14 μm), para las zonas de a) suelo desnudo y b) hierba.

6.3 APLICACIÓN A IMÁGENES DAIS

Tal y como se explicó en el capítulo 3, las campañas DAISEX se realizaron durante los años 1998, 1999 y 2000 principalmente en la zona de Barrax. Durante estas campañas se recogieron una gran cantidad de datos en distintas campañas de campo y se adquirieron un total de 10 imágenes DAIS. La disponibilidad de este gran número de medidas de campo (incluyendo radiosondeos atmosféricos) así como la serie imágenes coincidentes con dichas medidas nos ha permitido en los últimos años desarrollar y adaptar una serie de métodos y algoritmos enfocados a la estimación de la temperatura y la emisividad a partir de datos DAIS. Sin embargo, debemos de señalar que el trabajo realizado con este sensor no ha estado exento de problemas, sobre todo por lo que respecta a la calibración. Hemos podido comprobar como el sensor DAIS presenta graves problemas de calibración en los canales térmicos, a pesar de la calibración del sensor realizada en laboratorio, así como problemas de ruido en los canales del visible e infrarrojo cercano (Richter y Müller, 2001; Camacho-De-Coca et al., 2001; Fernandez et al., 2001). Este problema ha intentado solucionarse a partir de lo que podríamos llamar una recalibración lineal a partir de medidas *in situ* para las bandas térmicas. Esta nueva calibración se ha realizado a partir de dos puntos de medida considerados como fríos y calientes en términos de temperatura, y correspondientes a agua y suelo desnudo, respectivamente. El problema es que esta recalibración parece no aportar una solución adecuada, ya que los coeficientes de calibrado cambian para cada canal y para cada vuelo realizado, aún incluso en el caso de vuelos consecutivos (con un intervalo de tiempo de unos 15 minutos). Además, una vez realizada la recalibración se comprueba que los resultados obtenidos sólo son adecuados precisamente para aquellos puntos elegidos para realizar la calibración, es decir, agua y suelo desnudo. Este resultado parece indicar que la respuesta del sensor posiblemente no sea lineal. Debido a este problema, parece que la mejor solución es intentar simular las radiancias que serían medidas por el sensor DAIS en cada uno de los canales térmicos a partir de la ecuación de transferencia radiativa, ya que se disponen de datos de temperatura y emisividad medidos *in situ* así como de parámetros atmosféricos extraídos de los radiosondeos y el código MODTRAN 3.5. De esta forma es posible evitar el problema de la calibración y obtener una serie de valores más fiables para realizar la validación de los algoritmos. El hecho de que la descalibración del sensor DAIS sea en principio aleatoria y no tenga una

solución aceptable, provoca en muchas ocasiones que los resultados obtenidos a partir de imágenes calibradas e imágenes sin calibrar sean similares o, al menos, pueden extraerse las mismas conclusiones. Todo el estudio relacionado con la calibración del sensor DAIS puede encontrarse en Jiménez-Muñoz (2002) y Sobrino et al. (2004c). De todas formas, y a pesar de los problemas comentados, todo el trabajo desarrollado dentro del marco de las campañas DAISEX nos ha permitido adquirir una gran experiencia en el campo de la estimación de la emisividad y la temperatura a partir de datos de alta resolución y su posterior validación, de gran utilidad a la hora de dar el paso a sensores de alta resolución a bordo de satélites, como es el caso de ASTER, mostrado en el apartado siguiente, o de cara a la futura misión SPECTRA.

A continuación mostraremos un resumen de los resultados principales obtenidos con el sensor DAIS, ya que muchos de ellos están incluidos en los artículos adjuntados en los Anexos I y III.

6.3.1 Estimación de la emisividad

Un completo estudio acerca de la estimación de la emisividad a partir de datos DAIS puede encontrarse en Sobrino et al. (2002b) (ver Anexo I). En este trabajo, realizado a partir de las imágenes DAIS no recalibradas, se aplican los métodos NDVI^{UMB}, NEM y TES para obtener valores de emisividad absoluta y cinco métodos para obtener emisividad relativa, es decir, con respecto a un determinado canal de referencia. Los valores obtenidos con respecto a la emisividad absoluta muestran diferencias entre los tres métodos del 1% al 2%, manteniéndose estas mismas diferencias por lo que respecta a la comparación con medidas de emisividad *in situ* con el método de la caja.

En Jiménez-Muñoz (2002) se vuelve a repetir este proceso utilizando imágenes calibradas, obteniéndose resultados similares en la validación de los métodos. En Jiménez-Muñoz et al. (2003) se refina el método NEM para su aplicación a imágenes DAIS, seleccionando los valores de emisividad inicial óptimos en función de cada tipo de superficie requeridos para ejecutar el método. De este modo se obtiene lo que consideramos los valores de emisividad más precisos, con diferencias con respecto a valores *in situ* inferiores al 1% en muchos

casos. En la Figura 6.11 se muestra la imagen DAIS99_12_1 (según la notación seguida en la Tabla 3.7) de emisividad media obtenida con este procedimiento.

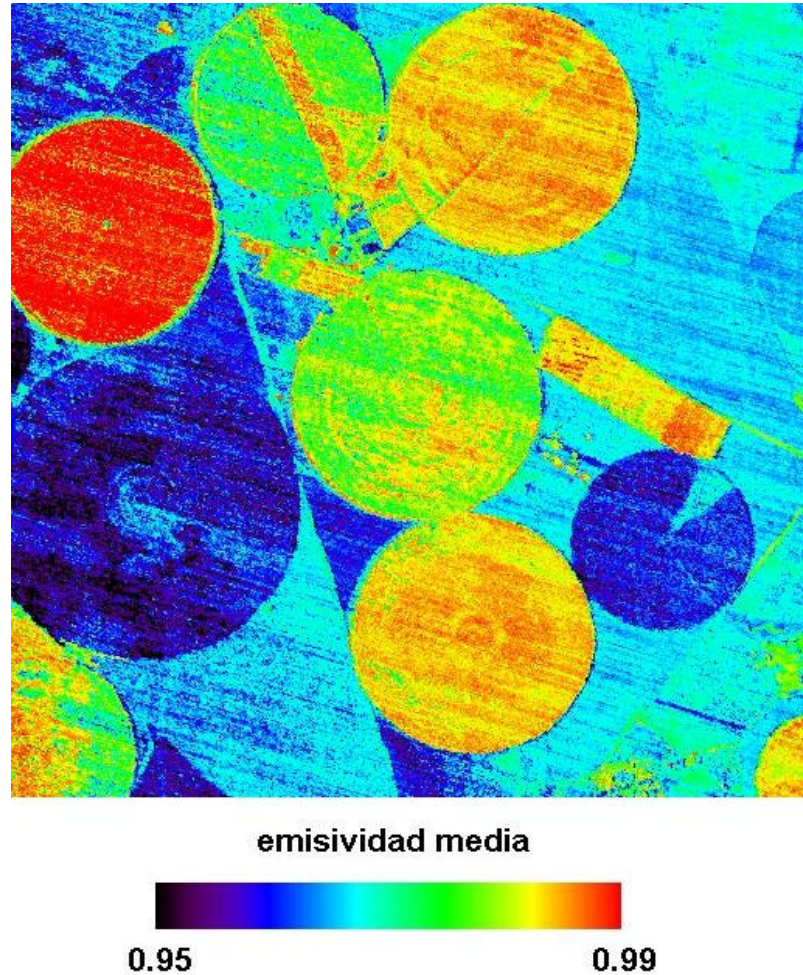


FIGURA 6.11 Emisividad media obtenida con el método NEM siguiendo el procedimiento descrito en Jiménez-Muñoz et al. (2003) a partir de la imagen DAIS de la zona de Barrax adquirida el 3 de Junio de 1999 a las 12:00 GMT en el marco de las campañas DAISEX.

6.3.2 Estimación de la temperatura

Para obtener la temperatura de la superficie terrestre a partir de datos DAIS se han utilizado un algoritmo bicanal o *split-window* y el método monocanal de Qin et al. (2001) explicado en el capítulo 4 y adaptado a la banda 77 (11.27 μm) del sensor DAIS. El procedimiento seguido y los resultados obtenidos se detallan en Sobrino et al. (2004) (ver Anexo III). En este trabajo se muestra como el algoritmo *split-window* que mejores resultados proporciona es el formado por la combinación de canales 77 (11.27 μm) y 78 (12.00 μm), cuya expresión viene dada por:

$$T_s = T_{77} + 2.937 (T_{77} - T_{78}) + 0.8193 (T_{77} - T_{78})^2 - 0.3284 + \\ + (72.094 - 13.864 w)(1 - \epsilon) + (-119.592 + 25.136 w)\Delta\epsilon \quad (6.1)$$

La validación realizadas a partir de imágenes DAIS recalibradas y considerando únicamente las zonas de agua y suelo desnudo, utilizadas para la calibración, muestra unos errores cuadráticos medios inferiores a 1 K para el caso del algoritmos monocanal e inferiores a 1.5 K para el caso del algoritmo *split-window* dado por la Ecuación (6.1). Teniendo en cuenta el bajo contenido en vapor de agua atmosférico para la altura de vuelo del sensor DAIS, de alrededor de 1 g/cm^2 , podemos observar un hecho ya comentado en la discusión mostrada en el capítulo 4, y es que para contenidos en vapor de agua atmosférico bajos el método monocanal puede proporcionar resultados similares o incluso ligeramente mejores que el algoritmo *split-window*, aunque debemos recordar que éste último proporciona mejores resultados a escala global.

El algoritmo *split-window* mostrado en la Ecuación (6.1) ha vuelto a ser recalculado posteriormente utilizando una base de datos más completa. Este nuevo algoritmo viene dado por:

$$T_s = T_{77} + 1.58 (T_{77} - T_{78}) + 0.121 (T_{77} - T_{78})^2 - 0.42 + \\ + (53 - 5.5 w)(1 - \epsilon) + (-118 + 21 w)\Delta\epsilon \quad (6.2)$$

Este algoritmo junto con el monocanal de Qin et al. (2001) ha vuelto a validarse esta vez utilizando todas las medidas disponibles sobre distintas zonas,

reproduciendo los valores medidos por el sensor DAIS tal y como se comentó en la introducción de este capítulo. En este caso los resultados obtenidos son muy similares, ascendiendo muy ligeramente el valor del error cuadrático medio en el caso del *split-window* a 1.6 K, debido a la inclusión de otras zonas más heterogéneas que el agua o el suelo desnudo y por lo tanto más difíciles de validar. Mostramos en la Figura 6.12 a modo de ejemplo las imágenes de temperatura de la superficie terrestre obtenida con el método monocanal y el *split-window* para la imagen DAIS99_12_1.

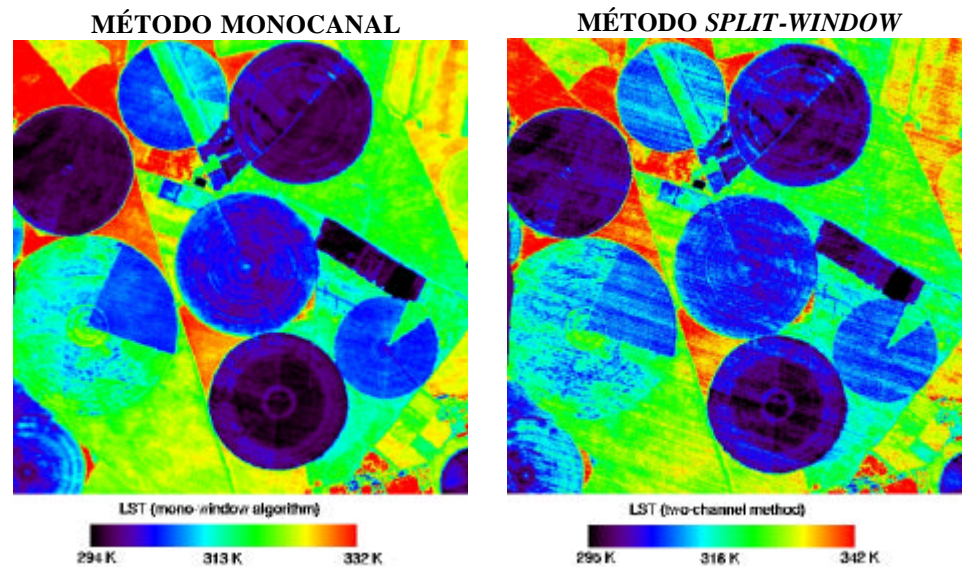


FIGURA 6.12 Imagen de temperatura de la superficie terrestre obtenida con el método monocanal de Qin et al. (2001) y el algoritmo *split-window* a partir de la imagen DAIS adquirida sobre la zona de Barrax del día 3 de Junio de 1999, a las 12:00 GMT.

Si nos fijamos en las Figuras 6.11 y 6.12 podemos observar como al utilizar una cierta combinación de bandas, como es el caso del método NEM para estimar la emisividad (Figura 6.11) o la técnica *split-window* para estimar la temperatura (Figura 6.12, derecha) aparecen unas líneas transversales en las imágenes DAIS, líneas que por otra parte no aparecen cuando se utiliza una única

banda, como es el caso del método monocanal (Figura 6.12, izquierda). Este efecto puede atribuirse al distinto ruido por el que vienen afectadas las distintas bandas térmicas de DAIS, en última instancia debido al mecanismo de escaneo mediante un prisma rotatorio utilizado por este sensor (Alonso, comunicación personal, 2004). Este problema, junto con el ya mencionado de la calibración, pone de manifiesto la dificultad a la hora de utilizar datos DAIS.

6.3.3 Estimación del contenido en vapor de agua atmosférico

Tanto en los algoritmos monocanal como en los bicanal o *split-window* y biangulares aparece el término correspondiente al contenido en vapor de agua atmosférico, necesario para conseguir una mejor corrección atmosférica. Aunque la estimación del vapor de agua desde satélite no es uno de los objetivos de esta tesis doctoral, creemos conveniente mostrar en este punto, aunque sea de forma resumida, algunos de los métodos adaptados y aplicados al sensor DAIS para demostrar la posibilidad de obtener la temperatura de la superficie terrestre única y exclusivamente a partir de datos de satélite.

El contenido en vapor de agua atmosférico, representado comúnmente como w y dado en unidades de g/cm^2 , ha sido obtenido a partir de datos DAIS utilizando 3 métodos distintos (Jiménez-Muñoz y Sobrino, 2004b):

1) La técnica del cociente (Frouin et al., 1989; Gao et al., 1993b; Bartsch y Fischer, 1997; Bouffières et al., 1997), en la que w se obtiene a partir de datos en la región espectral del visible y el infrarrojo próximo y aplicada recientemente a datos MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) por Sobrino et al. (2003a). En el caso del sensor DAIS, la expresión utilizada viene dada por:

$$w = 1.64 \left(\frac{0.58L_{22} + 0.42L_{32}}{L_{26}} \right) - 1.95 \quad (6.3)$$

donde L_{22} , L_{26} y L_{32} son las radiancias medidas por el sensor en las bandas 22 (0.868 μm), 26 (0.939 μm) y 32 (1.037 μm), respectivamente.

2) La técnica split-window, utilizada tradicionalmente para obtener la temperatura de la superficie terrestre y aplicable también para la obtención de w (Czajkowski et al., 2002), en la que se utilizan datos del infrarrojo térmico. En el caso del sensor DAIS se han utilizado las bandas térmicas 77 (11.27 μm) y 78 (12.00 μm):

$$w = 0.24 + 0.503(T_{77} - T_{78}) \quad (6.4)$$

3) La técnica split-window del cociente entre la covarianza y la varianza, desarrollada por Sobrino et al. (1994) y basada en el modelo desarrollado por Kleespies y McMillin (1990) y posteriormente refinada por Li et al. (2003). Esta técnica utiliza también bandas térmicas, y para el caso de DAIS se ha obtenido la siguiente expresión:

$$w = 12.969 - 12.974R_{77-78} \quad (6.5)$$

donde R_{77-78} representa el cociente entre la covarianza y la varianza de temperaturas para una cierta región de N píxeles vecinos alrededor de un determinado píxel k , y dado por:

$$R_{77-78} = \frac{\sum_{k=1}^N (T_{77,k} - \overline{T_{77}})(T_{78,k} - \overline{T_{78}})}{\sum_{k=1}^N (T_{77,k} - \overline{T_{77}})^2} \quad (6.6)$$

Se ha realizado un pequeño test de los distintos métodos a partir de los valores extraídos de los radiosondeos atmosféricos lanzados durante las campañas DAISEX, obteniéndose un error cuadrático medio inferior a 0.1 g/cm^2 para la técnica del cociente, de 0.16 g/cm^2 para la técnica *split-window* y de 0.4 g/cm^2 para la técnica del cociente entre la covarianza y la varianza. En general la técnica del cociente a partir de datos del visible e infrarrojo cercano proporciona mejores resultados que las demás. Aunque en este caso la técnica *split-window* proporciona mejores resultados que la del cociente entre la covarianza y la varianza, este no es un resultado general. La explicación al resultado obtenido en este caso puede encontrarse en que esta última técnica se suele aplicar a escala global y sensores de

baja resolución espacial, ya que requiere que el conjunto de píxeles seleccionado para calcular la varianza y covarianza posean cierta heterogeneidad térmica. En la Figura 6.13 se muestra a modo de ejemplo el vapor de agua obtenido con el método de la técnica del cociente para la imagen DAIS99_12_1.

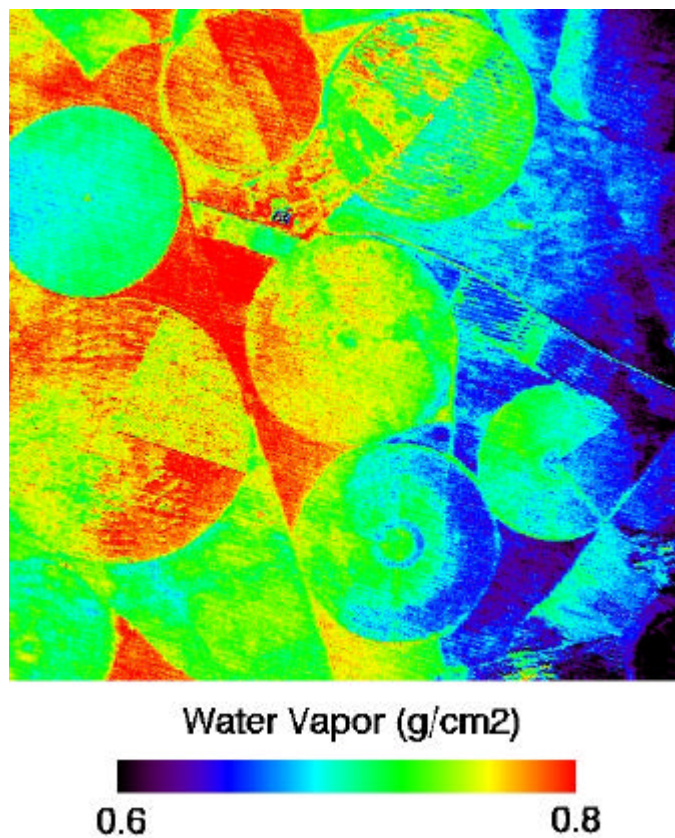


FIGURA 6.13 Contenido en vapor de agua atmosférico obtenido mediante la técnica del cociente a partir de datos del visible e infrarrojo cercano para la imagen DAIS de la zona de Barrax adquirida el día 3 de Junio de 1999.

Se puede observar en la imagen mostrada en la Figura 6.13 como se siguen distinguiendo la forma de los cultivos, observación que puede extenderse también a las otras técnicas. Aunque en una imagen de vapor de agua no debería distinguirse las zonas de la superficie, las técnicas mostradas presentan una ligera dependencia con la reflectividad o emisividad de la superficie, de ahí la posibilidad de distinguir los distintos cultivos. Sin embargo, aunque este resultado pone de manifiesto el inconveniente de estas técnicas, se puede observar que los valores extremos presentes en la imagen son próximos, por lo que la imagen presenta una variación pequeña en los valores.

6.4 APLICACIÓN A IMÁGENES ASTER

Una vez analizados los resultados obtenidos a partir del sensor DAIS, a bordo de un avión, mostraremos en este apartado los resultados obtenidos a partir del sensor ASTER, a bordo de la plataforma espacial TERRA. De esta forma culminamos un proceso de cambio de escala de menor a mayor, comenzado en el apartado 6.2 con los resultados obtenidos a partir de medidas de campo en la superficie siendo el tamaño del píxel de unos pocos centímetros, continuado en el apartado 6.3 con los resultados obtenidos con el sensor DAIS a bordo de un avión y con un tamaño de píxel de 5 metros y finalizado en este apartado con los resultados que mostraremos a continuación y obtenidos a partir del sensor ASTER a bordo de satélite, con una resolución espacial de entre 15 metros para el visible y 90 metros para el térmico.

En primer lugar, y antes de mostrar los resultados obtenidos en la estimación de la emisividad y la temperatura a partir de datos ASTER, analizaremos el estado de la calibración de las bandas térmicas de este sensor.

6.4.1 Calibración de las bandas térmicas de ASTER

Desde el lanzamiento de la plataforma TERRA, en Diciembre de 1999, el instrumento ASTER ha ido funcionando tal y como se esperaba y de acuerdo con la programación establecida. Sin embargo, la respuesta del sensor a la radiancia medida ha ido disminuyendo desde su lanzamiento debido a la degradación,

llegando a reducirse incluso por debajo del 80% para el caso de la banda 12. Aún incluso cuando un sensor se está degradando, es posible seguir obteniendo valores precisos para la radiancia registrada por el sensor siempre y cuando la calibración radiométrica sea precisa (Tonooka et al., 2004).

El sensor ASTER obtiene las imágenes con sus bandas térmicas mediante un escaneo mecánico con un total de 10 sensores para cada banda (50 detectores en total) del tipo HgCdTe PC alineados a lo largo de la trayectoria y enfriados a 80 K. Las cuentas digitales (N) se convierten en radiancia calibrada (R) a partir de la siguiente fórmula cuadrática para cada banda:

$$R = C_0 + C_1 N + C_2 N^2 \quad (6.7)$$

donde C_0 , C_1 y C_2 son los coeficientes de calibrado radiométricos (CCR). Cada uno de los 50 detectores posee unos CCR diferentes, y estos coeficientes podrán variar cuando cambien las condiciones en las unidades ópticas, electrónicas y de calibración. Por este motivo el sensor ASTER posee un cuerpo negro con una emisividad superior a 0.99 para poder obtener unos CCR precisos durante su órbita.

Debido a que el sensor ASTER no tiene dos cuerpos negros ni tampoco puede realizar observaciones apuntando al espacio profundo, no puede realizarse una calibración a partir de dos temperaturas para cada observación de la superficie terrestre. Por tanto, en un modo de operación normal, el cuerpo negro se mantiene a 270 K y se mide antes de cada adquisición para ajustar el coeficiente C_0 (corrección *offset*). Este proceso se conoce con el nombre de calibración a corto plazo (CCP). Por lo que respecta al coeficiente C_1 , se actualiza periódicamente midiendo el cuerpo negro a cuatro temperaturas distintas: 270, 300, 320 y 340 K, utilizando unas lámparas halógenas. Este proceso se conoce con el nombre de calibración a largo plazo (CLP). Al principio de la misión la CLP se realizaba cada 17 días, aunque a partir de Abril de 2001 se viene realizando cada 33 días. El coeficiente C_2 viene fijado por valores obtenidos a partir de un test realizado antes del vuelo, ya que este coeficiente no puede determinarse con precisión a partir de datos de a bordo. De esta forma, en cada CLP, los coeficientes C_0 y C_1 se calculan bajo valores fijos de C_2 a partir de las cuatro medidas del cuerpo negro mediante un ajuste por mínimos cuadrados, y C_1 se actualiza periódicamente basándose en los

resultados de la CLP, mientras que C_0 se actualiza en cada adquisición mediante la CCP.

Los resultados mostrados por Tonooka et al. (2004) ponen de manifiesto la degradación de las bandas térmicas con respecto al coeficiente C_1 , mostrando una degradación por debajo del 90% para las bandas 10, 11, 13 y 14 y por debajo del 80% para la banda 12. La tendencia muestra también como la degradación para la banda 10 se produce más lentamente, mientras que la banda 12 muestra el descenso más rápido. También se observa un distinto comportamiento para los sensores pares e impares, mostrando estos últimos una degradación más acusada que los primeros.

Mientras que el coeficiente C_0 obtenido en la CCP se aplica a todo el procesado de imágenes correspondiente al nivel 1, no ocurre lo mismo con el coeficiente C_1 , ya que no se aplica el correspondiente valor obtenido en la CLP. En su lugar se utiliza un coeficiente incluido en una base de datos que incluye todos los CCR. Esta base de datos se actualiza únicamente cuando los errores de calibración para unas temperaturas de 300, 320 y 340 K exceden un determinado umbral de 0.5, 0.5 y 1.0 K. Sin embargo, esto no significa que el error en los productos de nivel 1 se mantenga por debajo de estos umbrales, ya que se tarda aproximadamente un mes en registrar los valores de C_1 en la base de datos de los CCR debido a circunstancias internas del proyecto ASTER, y este retraso provoca errores de calibración significativos. Así, por ejemplo, para las imágenes adquiridas alrededor de Septiembre de 2002 los errores en la banda 12 pueden llegar a los 3 K para una temperatura de 320 K. Actualmente este error ha sido rebajado considerablemente, encontrándose por debajo de 1 K para el rango de temperaturas de 270-340 K, debido a que la actualización de la base de datos de los CCR se realiza actualmente con mayor frecuencia.

Para solucionar los problemas de calibrado mencionados, Tonooka et al. (2004) proponen una expresión que puede ser aplicada a datos del nivel 1B (radiancias en el sensor con coeficientes radiométricos aplicados) por el usuario para obtener unas nuevas radiancias térmicas recalibradas:

$$R_{recal} = (R_{org} - R_{270K}) \frac{F(D_{img})}{F(D_{CLP})} + R_{270K} \quad (6.8)$$

donde R_{recal} es la radiancia recalibrada, R_{org} es la radiancia original, R_{270K} es la radiancia a 270 K, D_{img} es el número del día correspondiente a la adquisición de la imagen, D_{CLP} es el número del día correspondiente a la CLP realizada en la imagen y F es una función dada por:

$$F = a_0 + a_1 D + a_2 D^2 + a_3 D^3 \quad (6.9)$$

donde a_0 , a_1 , a_2 y a_3 son una serie de coeficientes obtenidos mediante regresión. Los valores de radiancia en el sensor para la imágenes ASTER vienen dados en cuentas digitales (CD), de forma que la radiancia en unidades de $W m^{-2} sr^{-1} \mu m^{-1}$ viene dada por:

$$R_{org} = CCU \times (CD-1) \quad (6.10)$$

donde CCU son los coeficientes de conversión de unidades dados en la Tabla 6.1. El resto de las cantidades involucradas en la Ecuación (6.8) también vienen tabuladas. La aplicación de esta ecuación para obtener las radiancias recalibradas puede realizarse de forma operativa agrupando los distintos términos a través de la siguiente expresión lineal:

$$R_{recal} = A R_{org} + B \quad (6.11)$$

donde los coeficientes A y B se van actualizando periódicamente por el centro japonés ERSDAC (Earth Remote Sensing Data Analysis Center) y pueden obtenerse para cada día de adquisición en la siguiente dirección de internet: <http://www.science.aster.ersdac.or.jp/RECAL/index.html>.

TABLA 6.1 Coeficientes de conversión de unidades (CCU) para el sensor ASTER.

BANDA	CCU
10	0.006882
11	0.006780
12	0.006590
13	0.005693
14	0.005225

6.4.2 Estimación de la emisividad

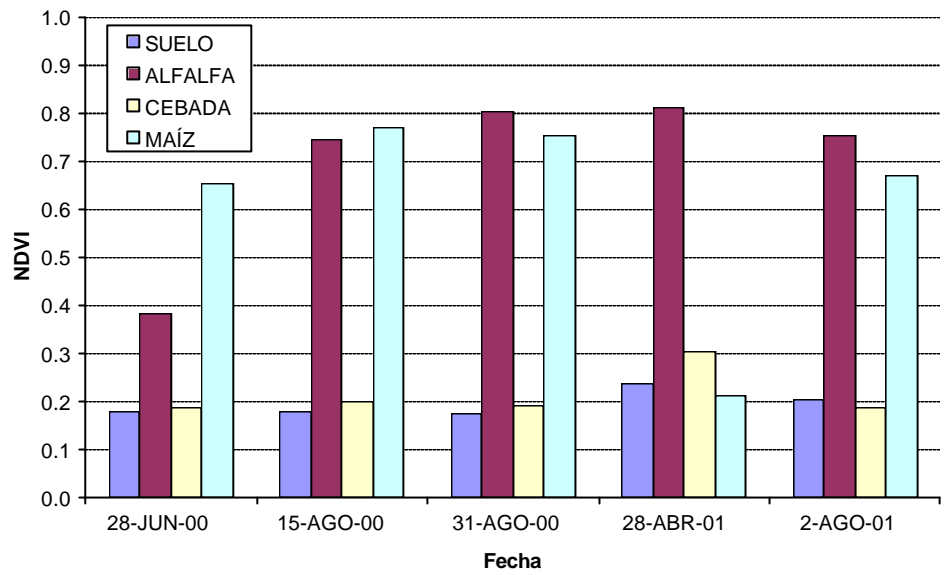
Para obtener la emisividad de la superficie terrestre a partir de datos ASTER se ha aplicado tanto el método TES como el NDVI^{UMB}. Para ello se han utilizado un total de 5 imágenes ASTER adquiridas sobre la zona de Barrax el 28 de Junio, 15 de Agosto y 31 de Agosto del año 2000 y el 28 de Abril y el 2 de Agosto del año 2001, con una hora de paso de aproximadamente 11:20 GMT (ver Tabla 3.10). Los valores de emisividad TES pueden obtenerse directamente a partir de los productos de nivel 2B (ver Tabla 3.9), mientras que para obtener las emisividades con el método NDVI^{UMB} se ha realizado un programa informático en el lenguaje IDL (Interactive Data Language).

Queremos señalar en este punto que las imágenes ASTER no han sido recalibradas según lo expuesto en el apartado anterior. Según los datos de Tonooka et al. (2004) que muestran la degradación del sensor, este efecto parece acentuarse a partir de la segunda mitad del año 2002, periodo al cuál no pertenece ninguna de las imágenes ASTER utilizadas en este apartado. Para las imágenes adquiridas el año 2000 la respuesta del sensor se mantiene prácticamente intacta, con una respuesta superior al 97% para todas las bandas. Para la imagen de Agosto de 2001 la respuesta del sensor es algo inferior, comenzándose a notar ya los efectos de la degradación. De todas formas, la respuesta sigue siendo superior al 95% para todas las bandas excepto para la 12, en la que la respuesta se encuentra alrededor del 90%.

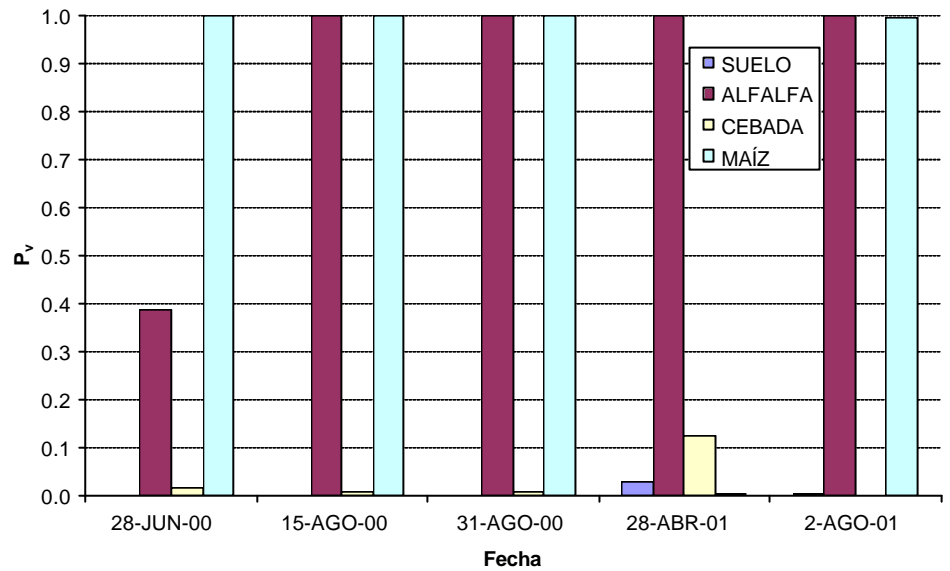
Los resultados de las imágenes ASTER han sido extraídos para un total de 4 muestras distintas: alfalfa, cebada de secano, maíz de regadío y suelo desnudo. Sobre estas zonas se han seleccionado el mayor número de píxeles posible para obtener unos resultados más fiables desde el punto de vista estadístico. Para validar y comparar los resultados obtenidos mediante ambos métodos, se ha utilizado un mapa de cultivos de la zona proporcionado por el IDR (Instituto de Desarrollo Regional) perteneciente a la Universidad de Castilla La Mancha. Los valores de emisividad de las distintas zonas se han obtenido a partir de medidas disponibles en la base de datos de las campañas DAISEX, considerando que la emisividad no cambia a lo largo del tiempo para una misma zona o cultivo en el mismo estado de crecimiento (misma proporción de vegetación). En la Tabla 6.2 se muestran los valores de emisividad considerados para cada cultivo, obtenidos a partir de medidas *in situ* con el método de la caja. Como paso previo al análisis de los resultados obtenidos para cada muestra, se muestran en la Figura 6.14 los valores de NDVI y proporción de vegetación según la ecuación de Carlson y Ripley (1997) utilizada en el método NDVI^{UMB} tal y como se explica en el capítulo 5. Estos valores nos ayudarán a entender algunos de los resultados obtenidos para los espectros de emisividad de las muestras consideradas.

TABLA 6.2 Valores de emisividad *in situ* obtenidos con el método de la caja a partir de medidas realizadas con los radiómetros CIMEL CE 312-1 y RAYTEK ST8 durante las campañas DAISEX. La desviación estándar de los valores se muestra entre paréntesis .

RADIÓMETRO	SUELO	ALFALFA	CEBADA	MAÍZ (suelo)	MAÍZ (planta)
CIMEL (Banda 1)	0.966 (0.003)	-	0.971 (0.006)	0.972 (0.003)	0.974 (0.016)
CIMEL (Banda 2)	0.967 (0.005)	-	0.959 (0.012)	0.975 (0.004)	0.996 (0.023)
CIMEL (Banda 3)	0.969 (0.002)	-	0.944 (0.013)	0.971 (0.003)	0.986 (0.011)
CIMEL (Banda 4)	0.955 (0.005)	-	0.957 (0.007)	0.956 (0.006)	0.971 (0.011)
RAYTEK ST8	0.967 (0.015)	0.996 (0.005)	0.970 (0.005)	-	-



(a)



(b)

FIGURA 6.14 Valores de a) NDVI y b) proporción de vegetación para suelo desnudo, alfalfa, cebada de secano y maíz de regadío correspondientes a la zona de Barrax para las fechas de adquisición de las imágenes ASTER durante los años 2000 y 2001.

Comenzaremos analizando los resultados obtenidos para la muestra de alfalfa, que es un caso representativo de una superficie con una gran cobertura vegetal. En estos casos el espectro de emisividad se aproxima al de un cuerpo negro, es decir, valores prácticamente constantes con la longitud de onda y cercanos a la unidad, por lo que el conocimiento de la emisividad en estas superficies no resulta tan crítico como en los casos de suelos desnudos o rocas. Los resultados obtenidos se presentan en la Figura 6.15, en la que se puede observar los espectros de emisividad obtenidos para la alfalfa con el método TES y el $NDVI^{UMB}$, así como los espectros correspondientes a la hierba y a coníferas extraídos de la librería espectral de ASTER. Los valores obtenidos con el método $NDVI^{UMB}$ coinciden con el espectro de coníferas. Esto es debido a que, como se explicó en el capítulo 5, para píxeles de vegetación a la emisividad en cada canal se le asignan valores típicos para este tipo de superficies. Se puede considerar un valor fijo de 0.99 o bien elegir un determinado espectro. En nuestro caso se ha elegido coníferas porque presenta un valor de emisividad elevado, en coincidencia con el elevado valor medido para la alfalfa (ver Tabla 6.2). Sin embargo hay que decir que esta elección resulta arbitraria, y se podría haber elegido también el espectro de hierba o asignar un valor fijo tal y como se ha comentado anteriormente. Existe una excepción en los resultados obtenidos para la imagen AST00_2806 (ver notación en Tabla 3.10), explicada por los valores de NDVI bajos (inferiores a 0.4, tal y como muestra la Figura 6.14), considerando en este caso la zona como píxeles mezcla en lugar de píxeles completamente cubiertos de vegetación. En general los valores obtenidos con el método TES parecen aproximarse más al espectro de la hierba, mostrando además unas desviaciones estándar elevadas.

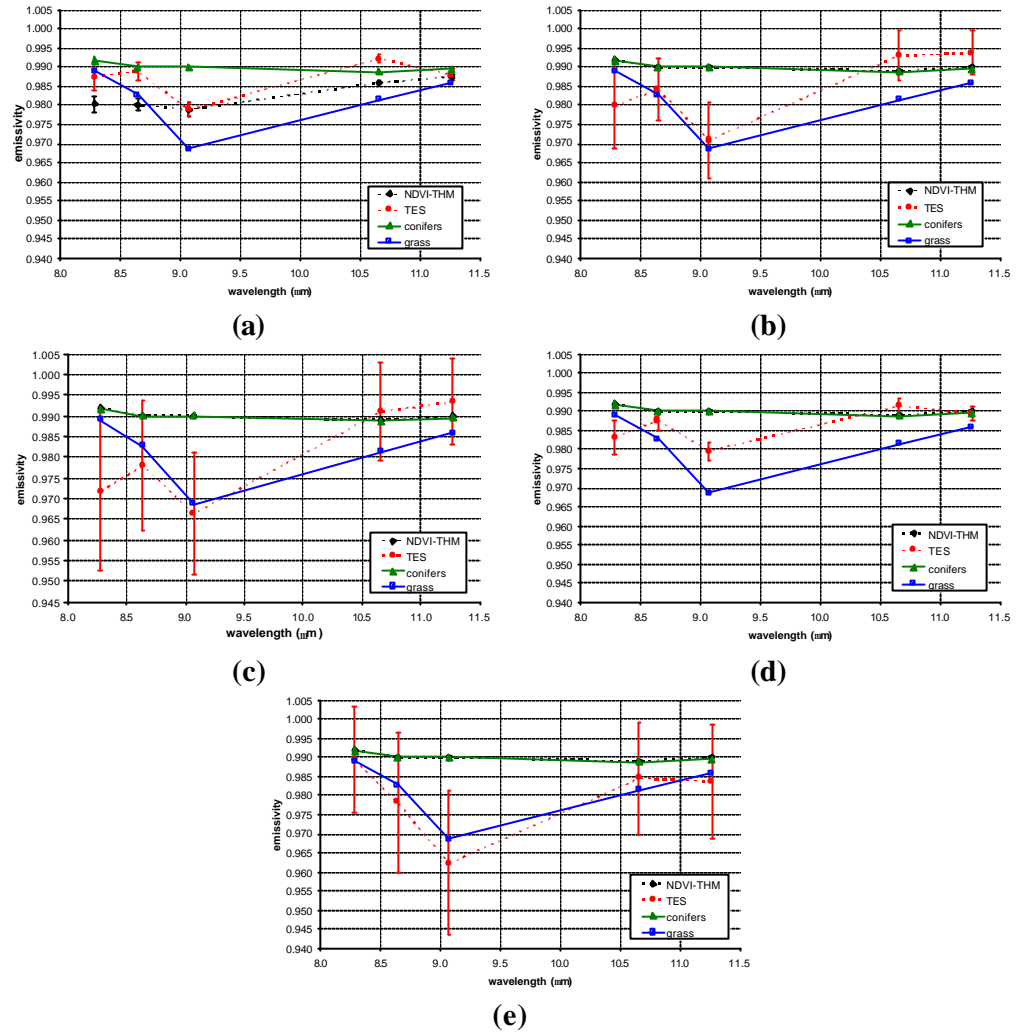


FIGURA 6.15 Espectros de emisividad obtenidos con los métodos TES y NDVI^{UMB} para la muestra de alfalfa para las distintas imágenes ASTER a) 28-Junio-2000, b) 15-Agosto-2000, c) 31-Agosto-2000, d) 28-Abril-2001 y e) 2-Agosto-2001. Los espectros correspondientes a coníferas y hierba de la librería espectral de ASTER también han sido representados.

A continuación pasamos a analizar los resultados obtenidos para el caso de una superficie sin vegetación, como es el caso de suelo desnudo. El suelo considerado pertenece a la clase *Inceptisol*, y los resultados obtenidos se muestran en la Figura 6.16, donde se representan también los valores medidos *in situ* con el radiómetro CIMEL CE 312-1. En este caso ambos métodos (TES y NDVI^{UMB}) presenta espectros similares, con desviaciones estándar inferiores al 1% en la mayoría de los casos. La banda 14 (11.27 μm) muestra unos resultados en concordancia con los valores medidos *in situ*, mientras que el resto de las bandas, de la 10 a la 13 (situadas en la región 8-9.5 μm) se desvían significativamente de los valores medidos, con diferencias superiores al 2% en muchos casos.

Por último, analizaremos los resultados obtenidos sobre superficies mezcla (suelo desnudo y vegetación), como es el caso de la cebada de secano y el maíz de regadío. Los espectros de emisividad obtenidos para estas superficies se muestran en la Figura 6.17 para el caso del maíz y en la Figura 6.18 para el caso de la cebada de secano.

En el caso del maíz (Figura 6.17) de los valores obtenidos son similares a los medidos *in situ* mostrando además pequeñas desviaciones estándar, excepto para la imagen AST01_2804. La explicación puede encontrarse de nuevo observando los valores de NDVI y P_v mostrados en la Figura 6.14. En esta fecha el maíz presenta una proporción de vegetación del 0%, mientras que en el resto de fechas la proporción es del 100%. Esto es debido simplemente a que el 28 de Abril el maíz todavía no estaba plantado, por lo que los valores obtenidos corresponden más bien a suelo que a maíz.

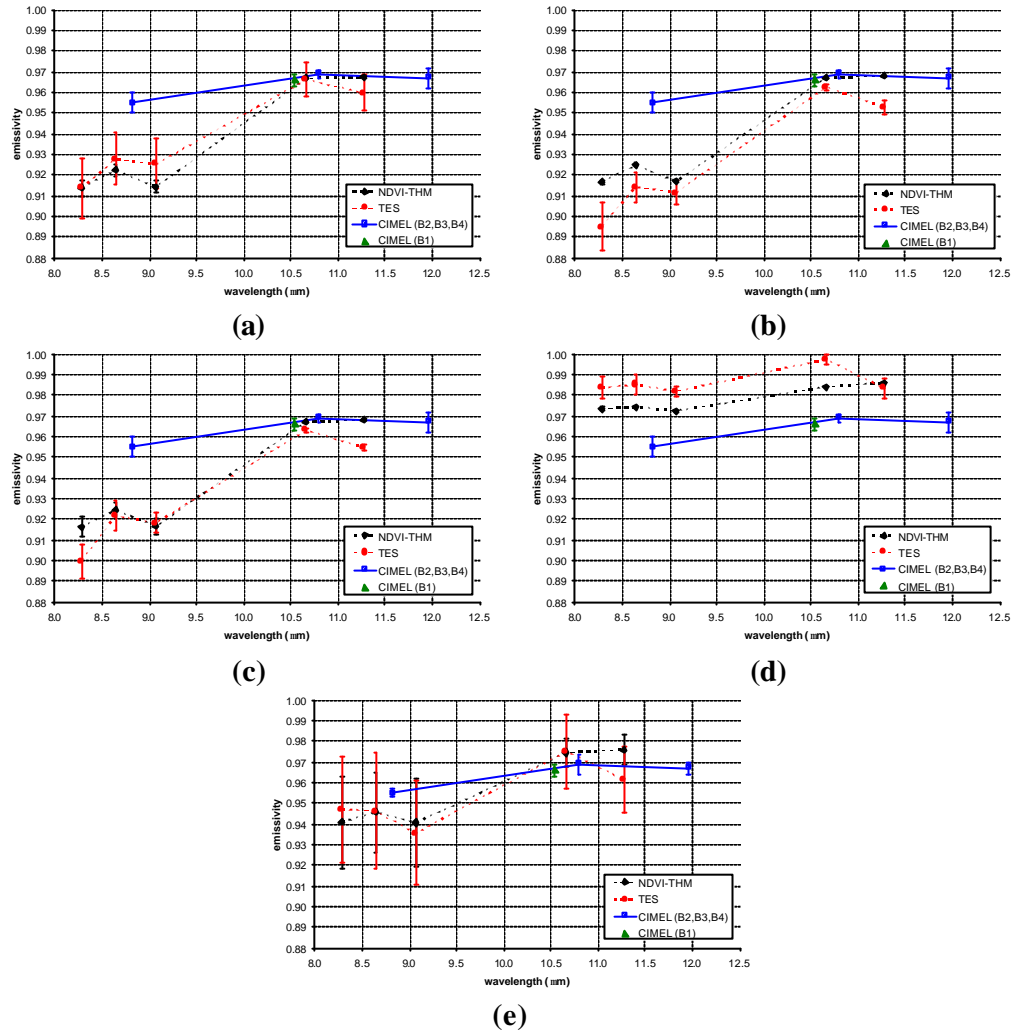


FIGURA 6.16 Espectros de emisividad obtenidos con los métodos TES y NDVI^{UMB} para la muestra de suelo desnudo para las distintas imágenes ASTER a) 28-Junio-2000, b) 15-Agosto-2000, c) 31-Agosto-2000, d) 28-Abril-2001 y e) 2-Agosto-2001. Los valores *in situ* obtenidos con el radiómetro CIMEL CE 312-1 también han sido representados.

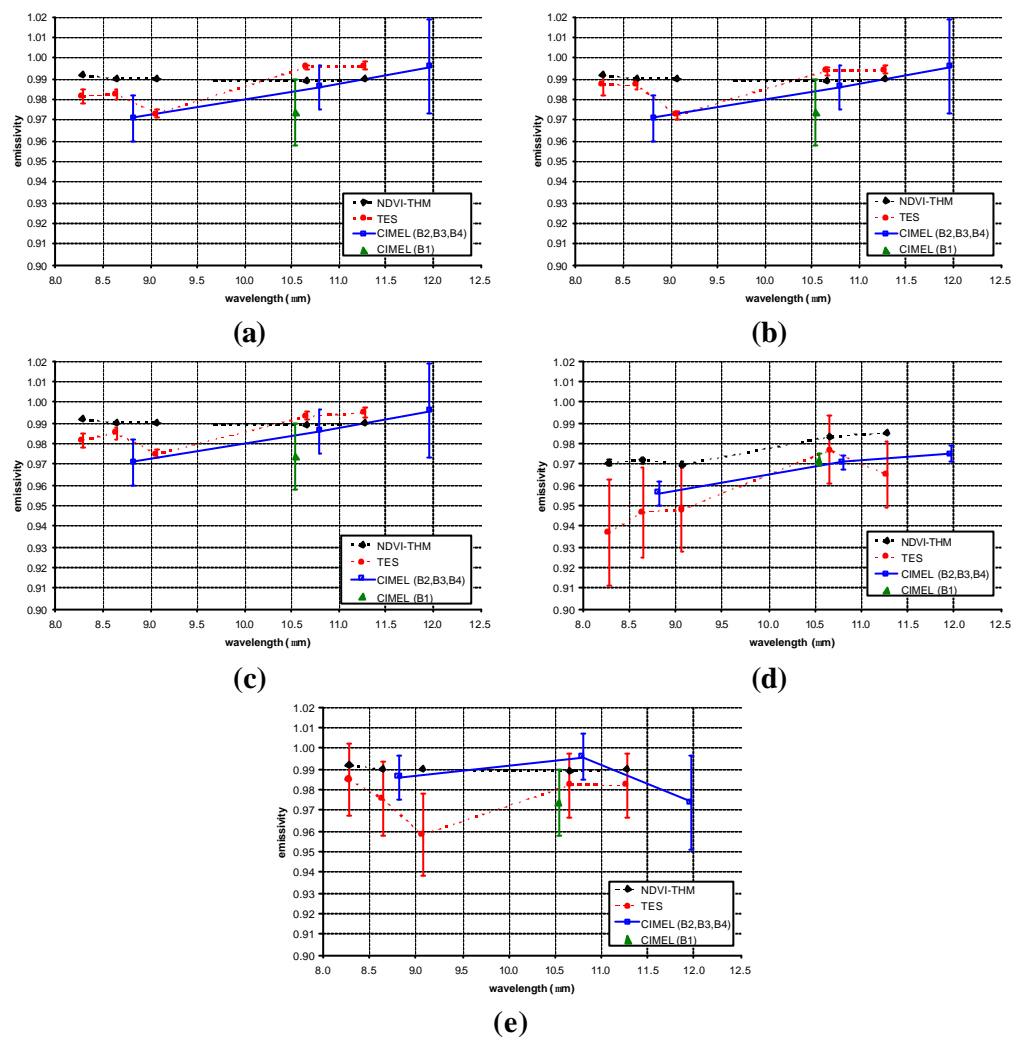


FIGURA 6.17 Espectros de emisividad obtenidos con los métodos TES y NDVI^{UMB} para la muestra de maíz para las distintas imágenes ASTER a) 28-Junio-2000, b) 15-Agosto-2000, c) 31-Agosto-2000, d) 28-Abril-2001 y e) 2-Agosto-2001. Los valores *in situ* obtenidos con el radiómetro CIMEL CE 312-1 también han sido representados.

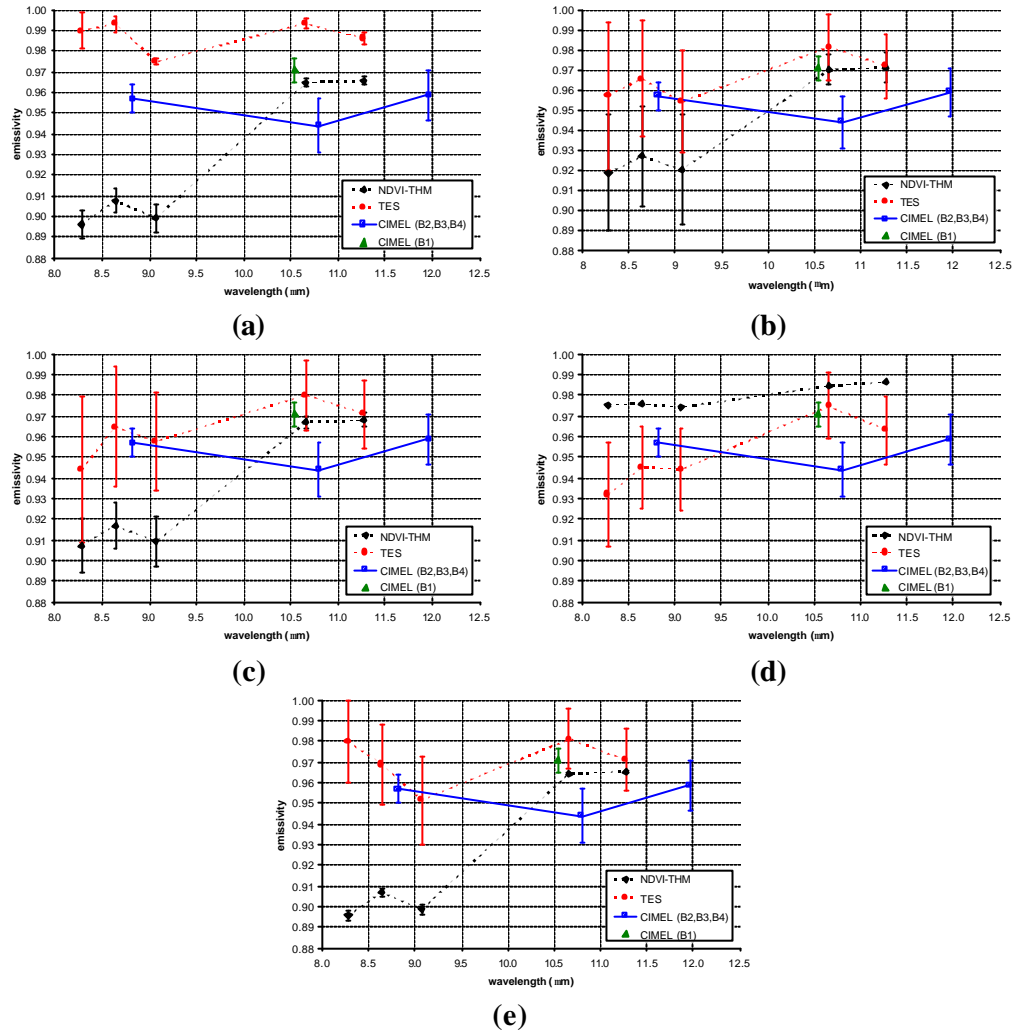


FIGURA 6.18 Espectros de emisividad obtenidos con los métodos TES y NDVI^{UMB} para la muestra de cebada de secano para las distintas imágenes ASTER a) 28-Junio-2000, b) 15-Agosto-2000, c) 31-Agosto-2000, d) 28-Abril-2001 y e) 2-Agosto-2001. Los valores *in situ* obtenidos con el radiómetro CIMEL CE 312-1 también han sido representados.

Por lo que respecta a la muestra de cebada de secano (Figura 6.18), la forma de los espectros obtenida mediante los métodos TES y NDVI^{UMB} es similar, aunque este último proporciona unos valores más bajos y más próximos a los valores medidos *in situ*. Además, para este tipo de superficie se obtienen las desviaciones estándar más elevadas, mostrando que este tipo de superficie parece ser la más heterogénea de todas las seleccionadas. Este hecho puede ser debido al estado senescente del cultivo de cebada, así como a su baja proporción de vegetación, llevando a una mayor influencia del suelo sobre el espectro de emisividad.

Para tener una idea más cuantitativa de los resultados obtenidos en la comparación de los métodos TES y NDVI^{UMB} así como en la comparación con respecto a valores medidos *in situ*, se muestran a continuación las Tablas 6.3 y 6.4. Así, en la Tabla 6.3 se muestra los resultados de la comparación banda a banda de los valores de emisividad obtenidos con el método TES y NDVI^{UMB} . Se puede observar como las bandas 13 y 14, situadas en la región 10-12 μm , proporcionan las menores diferencias, con errores cuadráticos medios del 1%, mientras que las bandas 10, 11 y 12, situadas en la región 89.5 μm proporcionan las mayores diferencias, con errores cuadráticos medios del 3% o superiores. Cuando se consideran únicamente las zonas de suelo desnudo y alfalfa, que son las más homogéneas, los resultados mejoran considerablemente, obteniendo de esta forma diferencias de 0.013, 0.009, 0.015, 0.006 y 0.009 para las bandas 10, 11, 12, 13 y 14 respectivamente.

La Tabla 6.4 muestra la comparación entre los valores de emisividad obtenidos mediante el método TES y NDVI^{UMB} para la banda 13 (10.7 μm) y los valores medidos *in situ* con la banda 3 del CIMEL CE 312-1 (10.8 μm), ya que son las bandas más similares en función de los datos disponibles (a pesar de que la banda 13 de ASTER es más estrecha que la del CIMEL). La comparación muestra un error cuadrático medio muy similar para ambos métodos, de 0.016 para el método NDVI^{UMB} y de 0.017 para el TES. Cuando se consideran únicamente las muestras de alfalfa y suelo desnudo el método NDVI^{UMB} parece mejorar ligeramente, pasando de 0.016 a 0.013, mientras que para el método TES las diferencias aumentan ligeramente, pasando de 0.017 a 0.020. Hay que tener en cuenta que los valores de emisividad *in situ* para el caso de la alfalfa han sido

obtenidos con el radiómetro de banda ancha RAYTEK ST8, y no con el CIMEL. Si eliminamos la alfalfa del análisis de los resultados, se obtienen unos errores cuadráticos medios similares para ambos métodos y cercanos al 2%.

TABLA 6.3 Diferencia entre los valores de emisividad obtenidos con el método NDVI^{UMB} y el método TES para las distintas bandas térmicas de ASTER (de la 10 a la 14) sobre distintas muestras. Entre paréntesis se muestra los valores obtenidos cuando sólo se consideran las muestras de alfalfa y suelo desnudo. Bias hace referencia al promedio de las diferencias, σ representa la desviación estándar y μ representa el error cuadrático medio, obtenido como suma cuadrática del bias y la desviación estándar.

FECHA	MUESTRA	emisividad ^{NDVI} – emisividad ^{TES}				
		B 10	B 11	B 12	B 13	B 14
28-Jun-00	Maíz	0.010	0.007	0.017	-0.007	-0.006
28-Jun-00	Alfalfa	-0.007	-0.009	0.000	-0.006	0.000
28-Jun-00	Suelo	0.000	-0.005	-0.011	0.001	0.008
28-Jun-00	Cebada	-0.094	-0.086	-0.076	-0.029	-0.020
15-Ago-00	Maíz	0.005	0.003	0.018	-0.005	-0.005
15-Ago-00	Alfalfa	0.012	0.006	0.019	-0.004	-0.004
15-Ago-00	Suelo	0.022	0.011	0.005	0.005	0.015
15-Ago-00	Cebada	-0.039	-0.039	-0.034	-0.011	-0.001
31-Ago-00	Maíz	0.010	0.005	0.015	-0.004	-0.005
31-Ago-00	Alfalfa	0.020	0.012	0.024	-0.002	-0.003
31-Ago-00	Suelo	0.017	0.003	-0.002	0.004	0.013
31-Ago-00	Cebada	-0.037	-0.048	-0.048	-0.013	-0.003
28-Abr-01	Maíz	0.034	0.025	0.022	0.006	0.020
28-Abr-01	Alfalfa	0.009	0.002	0.010	-0.002	0.001
28-Abr-01	Suelo	-0.010	-0.011	-0.009	-0.013	0.003
28-Abr-01	Cebada	0.043	0.031	0.030	0.010	0.023
02-Ago-01	Maíz	0.007	0.014	0.032	0.007	0.008
02-Ago-01	Alfalfa	0.003	0.012	0.028	0.004	0.006
02-Ago-01	Suelo	-0.006	0.000	0.005	-0.001	0.014
02-Ago-01	Cebada	-0.084	-0.062	-0.053	-0.017	-0.006
	Bias	-0.004	-0.006	0.000	-0.004	0.003
		(0.006)	(0.002)	(0.007)	(-0.002)	(0.005)
	s	0.035	0.030	0.030	0.009	0.011
		(0.012)	(0.008)	(0.013)	(0.006)	(0.007)
	m	0.035	0.030	0.030	0.010	0.011
		(0.013)	(0.009)	(0.015)	(0.006)	(0.009)

TABLA 6.4 Diferencias entre la emisividad obtenida con los métodos NDVI^{UMB} y TES para la banda 13 de ASTER y la emisividad medida *in situ* con la banda 3 del radiómetro CIMEL CE 312-1 para distintas muestras. Bias hace referencia al promedio de las diferencias, σ representa la desviación estándar y μ representa el error cuadrático medio, obtenido como suma cuadrática del bias y la desviación estándar.

FECHA	MUESTRA	e_{B3}^{CIMEL}	$e_{B3}^{CIMEL} - e_{13}^{NDVI}$	$e_{B3}^{CIMEL} - e_{13}^{TES}$
28-Jun-00	Maíz	0.986	-0.004	-0.010
28-Jun-00	Alfalfa	0.996*	0.008	0.008
28-Jun-00	Suelo	0.969	0.001	0.009
28-Jun-00	Cebada	0.944	-0.022	-0.042
15-Ago-00	Maíz	0.986	-0.004	-0.009
15-Ago-00	Alfalfa	0.996*	0.006	0.002
15-Ago-00	Suelo	0.969	0.001	0.016
15-Ago-00	Cebada	0.944	-0.027	-0.028
31-Ago-00	Maíz	0.986	-0.004	-0.009
31-Ago-00	Alfalfa	0.996*	0.006	0.003
31-Ago-00	Suelo	0.969	0.001	0.014
31-Ago-00	Cebada	0.944	-0.024	-0.027
28-Abr-01	Maíz	0.971	-0.014	0.006
28-Abr-01	Alfalfa	0.996*	0.006	0.007
28-Abr-01	Cebada	0.944	-0.042	-0.019
28-Abr-01	Suelo	0.969	-0.017	-0.015
02-Ago-01	Maíz	0.986	-0.003	0.004
02-Ago-01	Alfalfa	0.996*	0.006	0.012
02-Ago-01	Cebada	0.944	-0.021	-0.027
02-Ago-01	Suelo	0.969	-0.007	0.007
	Bias		-0.008	-0.005
			(-0.007)	(-0.007)
	S		0.014	0.017
			(0.011)	(0.019)
	m		0.016	0.017
			(0.013)	(0.020)

* Valores medidos utilizando el radiómetro RAYTEK ST8 de banda ancha (8-14 μ m)

Finalmente, mostramos en la Figura 6.19 unos mapas de emisividad media obtenidos con los métodos NDVI^{UMB} y TES. Se puede observar el cambio en la resolución entre ambas imágenes. Así, la imagen de emisividad con el método NDVI^{UMB} ha sido obtenida a partir de datos de reflectividad en el visible e infrarrojo cercano, en concreto a partir de las bandas 2 y 3 de ASTER. Estas bandas tienen una resolución espacial de 15 m, por lo que la imagen resultante de emisividad también tendrá esta resolución. Sin embargo la imagen de emisividad TES se ha obtenido a partir de datos de las bandas térmicas, de la 10 a la 14, con una resolución espacial de 90 m. Para poder realizar las comparaciones mostradas anteriormente la imagen de emisividad NDVI^{UMB} con una resolución de 15 m se ha degradado por el procedimiento de agregación de píxeles hasta alcanzar una resolución de 90 m.

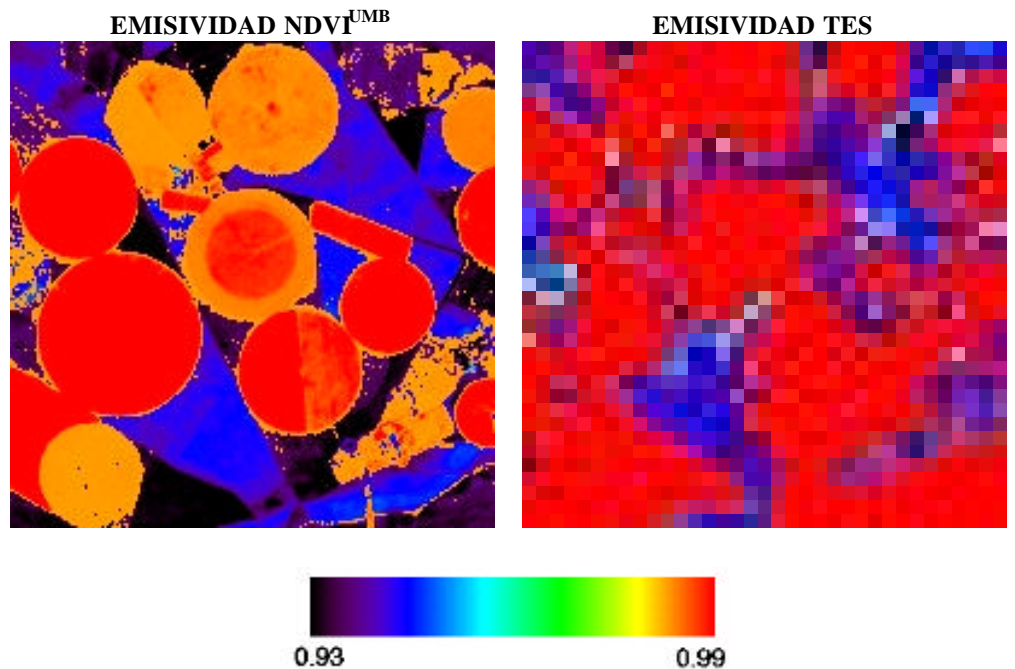


FIGURA 6.19 Mapas de emisividad para la zona de Barrax obtenidos con los métodos NDVI^{UMB} (izquierda) y TES (derecha) a partir de imágenes ASTER. La resolución espacial de la imagen NDVI^{UMB} es de 15 m, mientras que la de la imagen TES es de 90 m.

6.4.3 Aplicación del contraste espectral para discriminar distintos tipos de vegetación

La distinción entre tres tipos de condiciones de cobertura, como vegetación verde, vegetación senescente y suelo desnudo es importante porque la cobertura tiene una gran influencia sobre el gradiente térmico de la superficie, así como sobre su rugosidad y el flujo de calor. Para realizar esta distinción es posible utilizar el contraste espectral MMD en combinación con valores de índices de vegetación, como el NDVI, como proponen French et al. (2000). El uso combinado de valores de MMD y NDVI se justifica por el hecho de que la vegetación verde y senescente posee valores similares de MMD pero diferentes de NDVI, mientras que la vegetación senescente y el suelo desnudo posee valores similares de NDVI pero diferentes de MMD. La Figura 6.20 muestra la gráfica de valores de NDVI frente a valores de MMD obtenidos con el método TES para las muestras de alfalfa, maíz, cebada y suelo desnudo a partir de la imagen AST00_2806.

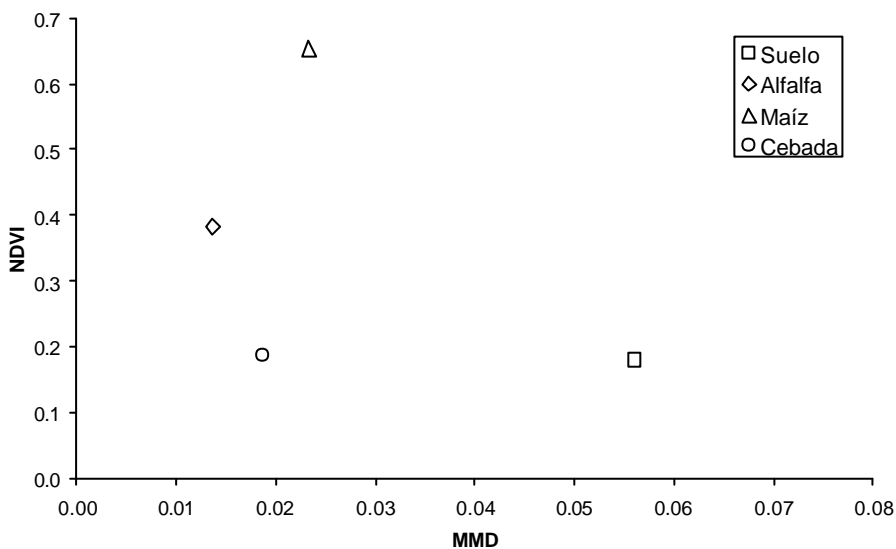


FIGURA 6.20 Gráfica de los valores de NDVI frente a valores de contraste espectral (MMD) para las muestras de suelo, alfalfa, maíz y cebada correspondientes a la imagen ASTER del día 28 de Junio de 2000.

Se puede observar en la Figura 6.20 como las superficies correspondientes a vegetación verde y total cobertura, como alfalfa y maíz, poseen valores similares y bajos de MMD y altos valores de NDVI. El valor de NDVI correspondiente a la alfalfa es considerablemente inferior que el del maíz debido a su menor cobertura tal y como se comentó en el apartado anterior. Se puede observar también como las muestras de suelo desnudo y cebada de secano (vegetación senescente) poseen un valor similar de NDVI pero un valor distinto por lo que respecta al MMD, apareciendo por tanto situadas en distinto lugar dentro del plano NDVI-MMD.

6.4.4 Estimación de la temperatura: comparación entre métodos

Una vez obtenidas las emisividades, es posible estimar la temperatura de la superficie terrestre a partir de los algoritmos monocanal o *split-window* explicados en el capítulo 4. Además, recordemos que el método TES también proporciona valores de temperatura junto con los valores de emisividad. Utilizando las mismas cinco imágenes ASTER anteriores, realizaremos en este apartado una comparación entre la temperatura obtenida con el método TES y la temperatura obtenida con el método monocanal generalizado considerando las funciones atmosféricas para el caso de ASTER (ver capítulo 4) aplicado a las cinco bandas térmicas de este sensor y con la técnica *split-window* para la combinación de bandas 13 (10.66 μm) y 14 (11.27 μm). Sin embargo, en este caso no podremos realizar una comparación con medidas *in situ*, ya que no se disponen de medidas de temperatura en coincidencia con la fecha y hora de adquisición de las imágenes. Por lo tanto, en este caso no se podrá realizar una validación entendida como una comparación con medidas de campo, pero podremos realizar una especie de validación tomando como temperatura de referencia la obtenida con el método TES.

Los resultados obtenidos en la comparación entre los métodos monocanal y *split-window* con respecto a los valores de temperatura TES se muestran en la Tabla 6.5. Se puede observar como los mejores resultados para esta comparación se obtienen con el método monocanal aplicado a la banda 14, con una longitud de onda de 11.27 μm , obteniendo un error cuadrático medio de entre 0.5 y 1.5 K. Los resultados también corroboran la afirmación realizada a la hora de analizar la técnica *split-window* en el capítulo 4, y es que las bandas de ASTER no son

adecuadas para obtener la temperatura de la superficie terrestre con esta técnica, ya que se obtienen unos errores cuadráticos medios comprendidos entre 2.5 y 4.2 K.

TABLA 6.5 Comparación entre los valores de temperatura obtenidos con el método TES y los métodos monocanal y *split-window*. Bias hace referencia al promedio de las diferencias, σ representa la desviación estándar y μ representa el error cuadrático medio, obtenido como suma cuadrática del bias y la desviación estándar.

FECHA	MÉTODO	BANDA	BIAS (K)	s (K)	m (K)
28-Jun-00	monocanal	10	-4.32	0.45	4.34
28-Jun-00	monocanal	11	-2.67	0.30	2.69
28-Jun-00	monocanal	12	-2.01	0.26	2.03
28-Jun-00	monocanal	13	-14.18	0.41	14.18
28-Jun-00	monocanal	14	0.19	0.49	0.53
28-Jun-00	split-window	13-14	2.45	1.42	2.83
15-Ago-00	monocanal	10	-4.00	0.65	4.05
15-Ago-00	monocanal	11	-2.40	0.42	2.44
15-Ago-00	monocanal	12	-1.91	0.36	1.95
15-Ago-00	monocanal	13	-14.71	0.32	14.72
15-Ago-00	monocanal	14	0.93	0.79	1.22
15-Ago-00	split-window	13-14	3.56	1.81	4.00
31-Ago-00	monocanal	10	-5.61	0.62	5.65
31-Ago-00	monocanal	11	-3.42	0.29	3.43
31-Ago-00	monocanal	12	-2.48	0.20	2.49
31-Ago-00	monocanal	13	-14.71	0.68	14.72
31-Ago-00	monocanal	14	-0.40	0.41	0.57
31-Ago-00	split-window	13-14	2.06	1.47	2.53
28-Abr-01	monocanal	10	-1.15	0.30	1.18
28-Abr-01	monocanal	11	-0.58	0.20	0.61
28-Abr-01	monocanal	12	-0.40	0.16	0.43
28-Abr-01	monocanal	13	-12.11	0.31	12.11
28-Abr-01	monocanal	14	1.41	0.52	1.50
28-Abr-01	split-window	13-14	2.70	1.29	2.99
2-Ago-01	monocanal	10	-3.75	0.37	3.77
2-Ago-01	monocanal	11	-2.33	0.32	2.35
2-Ago-01	monocanal	12	-1.87	0.33	1.90
2-Ago-01	monocanal	13	-14.38	0.36	14.38
2-Ago-01	monocanal	14	1.18	0.78	1.41
2-Ago-01	split-window	13-14	3.79	1.69	4.15

La Figura 6.21 muestra a modo de ejemplo un mapa de temperatura de la superficie terrestre obtenida a partir del método TES y del algoritmo monocanal aplicado a la banda 14 de la imagen AST00_2806.

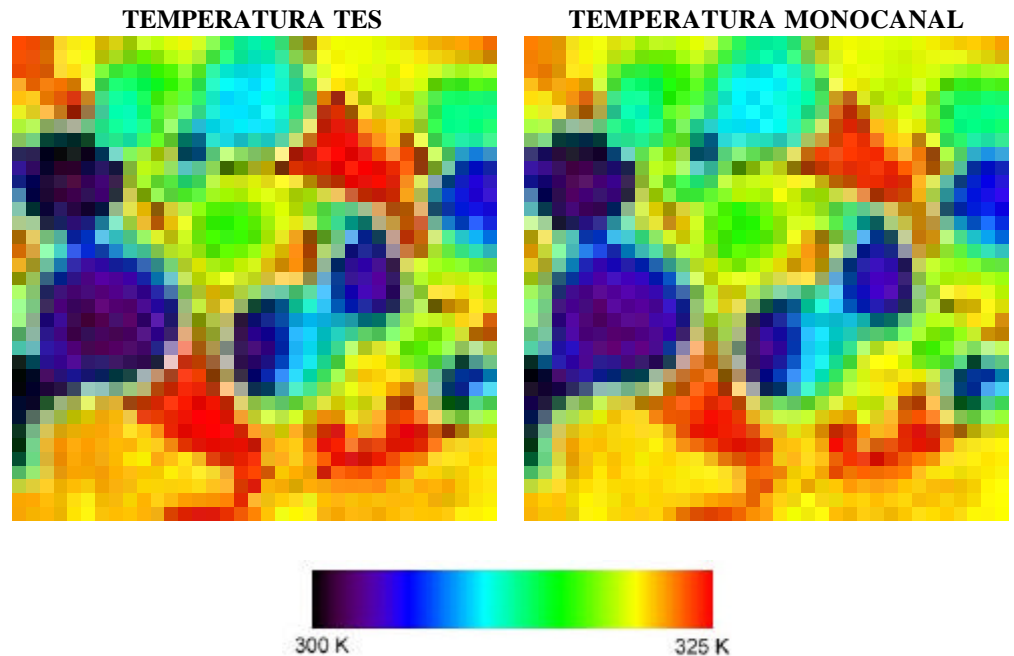


FIGURA 6.21 Mapas de temperatura de la superficie terrestre para la zona de Barrax obtenidos con los métodos TES (izquierda) y monocanal aplicado a la banda 14 (derecha) a partir de imágenes ASTER. La resolución espacial de las imágenes es de 90 m.

6.5 EMISIVIDAD DIRECCIONAL

Para obtener unos valores de temperatura de la superficie terrestre lo suficientemente precisos a partir de datos de satélite, debemos de realizar tanto una corrección atmosférica de los datos como una corrección del efecto de emisividad. En los capítulos 4 y 5 ya se han expuesto distintos métodos que permiten realizar estas correcciones. Sin embargo, no debemos de olvidar que junto con la corrección atmosférica y de emisividad también debemos de corregir el efecto

angular. Este efecto está controlado por lo que respecta a los parámetros atmosféricos, ya que los códigos de transferencia radiativa como MODTRAN permiten obtener estos parámetros en función del ángulo de observación. Sin embargo, no podemos decir lo mismo de la dependencia angular de la emisividad, aspecto este mucho menos conocido.

La dependencia angular de la emisividad se ha venido estudiando tanto a partir de medidas de campo como a partir de medidas de laboratorio (Labeled y Stoll, 1991; Rees y James, 1992; Sobrino y Cuenca, 1999; Cuenca y Sobrino, 2004; etc.). Los resultados muestran en general una tendencia decreciente conforme aumenta el ángulo cenital de observación para suelos desnudos, mientras que para vegetación la dependencia angular es mínima. Esta dependencia ha intentado parametrizarse para ciertos cultivos mediante la expresión propuesta por Prata (1993):

$$\varepsilon(\theta) = \varepsilon(0) \cos(\theta / 2) \quad (6.12)$$

donde θ es el ángulo de observación y $\varepsilon(0)$ es la emisividad en nadir. La Ecuación (6.12), aunque sencilla en su aplicación, no resulta adecuada para todas las superficies y no siempre proporciona resultados aceptables.

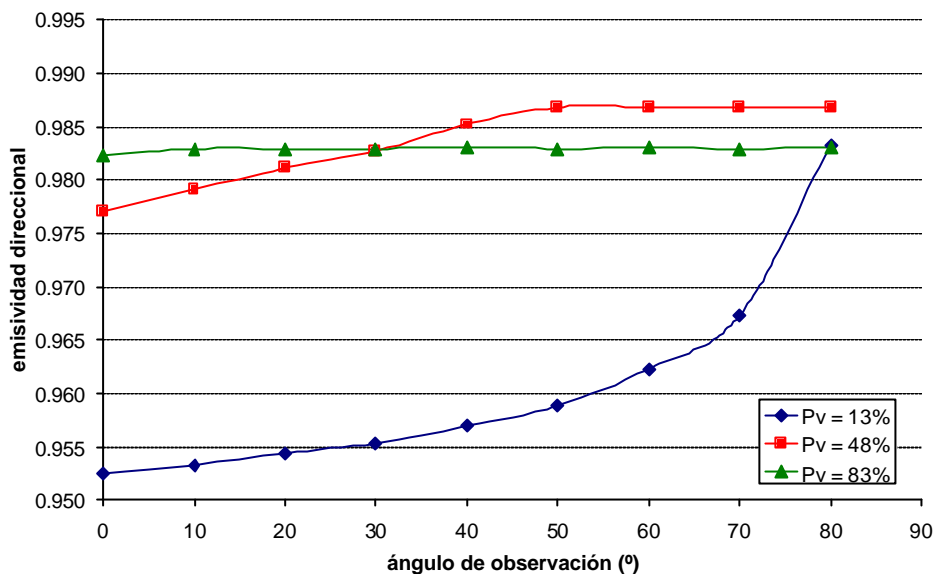
En el caso concreto de superficies de agua, como el mar, se han desarrollado modelos que permiten una estimación aceptable de la dependencia angular de la emisividad (Masuda et al., 1988). En los últimos años se han desarrollado también una serie de modelos que permiten evaluar esta dependencia angular para superficies con una cierta cobertura vegetal. Algunos de estos modelos, expuestos en el capítulo 2, son los que se utilizarán en este apartado para intentar evaluar el efecto angular sobre la emisividad. Sin embargo, debemos de señalar que todos estos modelos realizan un estudio de la dependencia angular de la emisividad debido fundamentalmente a un cambio en la geometría de observación, ya que suponen un comportamiento lambertiano tanto para el suelo como para la vegetación. Esta hipótesis, aunque pueda resultar más o menos válida para la vegetación, no lo es para el suelo. El problema es que la variación angular de los suelos desnudos resulta difícil de establecer, ya que depende entre otras cosas del mecanismo de dispersión, del tamaño de grano y de la porosidad (Labeled y Stoll, 1991). A pesar de que los modelos que analizaremos a continuación proporcionan

una valiosa información acerca de la variación angular de la emisividad para cubiertas vegetales, la dependencia angular de los suelos desnudos está todavía por esclarecer y necesita de una mayor investigación, con el fin de poder implementarla en un futuro en los distintos modelos de transferencia radiativa.

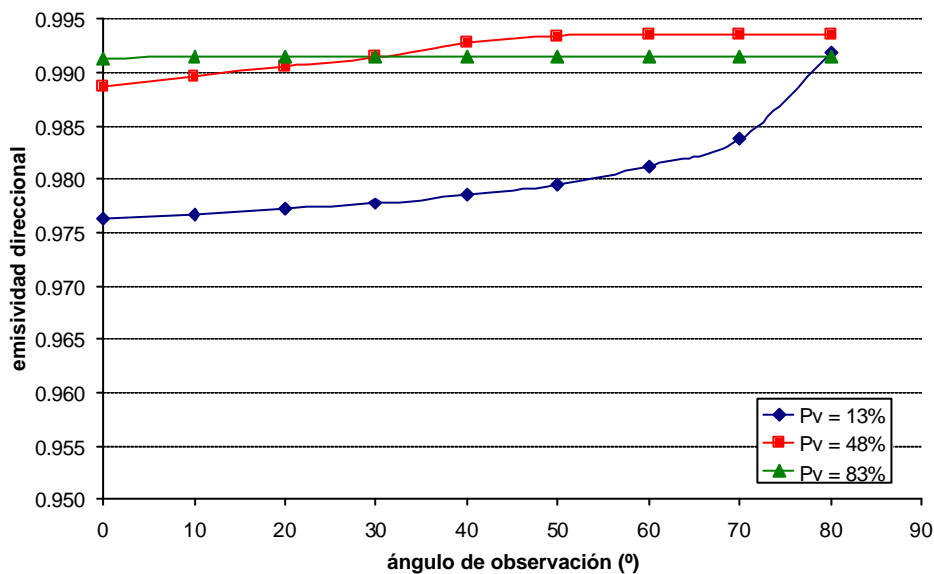
6.5.1 Comparación entre modelos

En este apartado se mostrarán y compararán los resultados obtenidos para la emisividad direccional a partir de algunos de los modelos explicados en el capítulo 2, en concreto, los modelos geométricos basados en la BRDF y en la caracterización de la superficie mediante cajas de Sobrino et al. (1990) y los modelos de transferencia radiativa basados en la BRDF, en la parametrización dada por François et al. (1997) y en el modelo 4SAIL de Verhoef et al. (2004), todos ellos modelos bidimensionales.

En primer lugar comenzaremos analizando los resultados obtenidos mediante los modelos geométricos. Tal y como se comentó en el capítulo 2, estos modelos consideran la cubierta vegetal como opaca y caracterizada a través de una serie de parámetros geométricos. Así, el modelo de cajas lambertianas desarrollado por Sobrino et al. (1990) requiere del conocimiento de la altura, anchura y separación entre cajas, que pueden ser asimiladas a un determinado cultivo distribuido en hileras. Además, necesita del conocimiento de la altura a la que está situada el sensor así como el campo de visión instantáneo. En la Figura 6.22 se muestran los resultados obtenidos para una simulación realizada considerando una altura para el sensor de 6000 m y un campo de visión instantáneo de 25 mrad.



(a)



(b)

FIGURA 6.22 Emisividad direccional obtenida a partir del modelo de cajas lambertianas propuesto por Sobrino et al. (1990) para el caso de a) emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 y b) emisividad de suelo y vegetación de 0.97 0.99, para distintas proporciones de vegetación (P_v) en la visión nadir (13%, 48% y 83%).

Para obtener la Figura 6.22 se ha considerado el caso de una emisividad del suelo de 0.94 y una emisividad de la vegetación de 0.98 y el caso de emisividad del suelo de 0.97 y emisividad de la vegetación de 0.99. En ambos casos, se han elegido unos valores de anchura (F), altura (H) y separación (S) para las hileras que nos permitan obtener unas proporciones de vegetación del 13% ($F = H = 0.15$, $S = 1$), 48% ($F = H = 1$, $S = 0.2$) y 83% ($F = H = 0.6$, $S = 0.6$). Con estos valores, en todos los casos en la visión en nadir se observan un total de 14 hileras. En las simulaciones se considera que tanto la pared como el techo de las cajas corresponden a vegetación.

Los resultados representados en la Figura 6.22 muestran como las mayores variaciones angulares en la emisividad se producen para el caso de poca cobertura vegetal, sobre todo para ángulos de observación elevados, debido a la distinta geometría de observación. Para ángulos de observación pequeños predomina la proporción de suelo, mientras que para ángulos de observación elevados la proporción de suelo decrece rápidamente, aumentando en este caso la proporción de pared observada. Se puede observar también como los valores en nadir de la emisividad son mayores que el valor que se obtendría simplemente promediando los valores de la emisividad del suelo y la vegetación en función de la proporción de vegetación. Así, en el caso de emisividad de suelo 0.94 y emisividad de vegetación de 0.98 obtendríamos un valor de emisividad promedio de 0.945 para el caso de una proporción de vegetación del 13%, mientras que en la gráfica mostrada en la Figura 6.22a se observa un valor de 0.952. Esto es debido al efecto de cavidad, ya comentado en el capítulo 2. Para los casos de cobertura alta, la variación angular de la emisividad es prácticamente despreciable (muy inferior a 0.005), obteniendo unos valores ligeramente superiores al de la emisividad de la vegetación debido al ya mencionado efecto de cavidad. Si comparamos las gráficas correspondientes a la Figura 6.22a y 6.22b, ambas representadas en la misma escala, podemos observar como en esta última las variaciones angulares son menores. Esto es debido a que la diferencia entre el valor de la emisividad del suelo y la emisividad de la vegetación considerado para realizar la simulación es menor. Por lo tanto, cuanto menor sea la diferencia entre las emisividades del suelo y la vegetación menor será la variación angular de la emisividad.

La Figura 6.23 muestra los resultados obtenidos con otro modelo geométrico, esta vez el propuesto por Snyder y Wan (1998) y basado en la estimación de la BRDF. Para ello se han utilizado las expresiones correspondientes al *kernel* geométrico dadas en el capítulo 2. Para obtener la emisividad direccional se ha calculado en primer lugar la reflectividad hemisférica mediante la integración de la BRDF para distintos ángulos de observación, y a continuación se ha aplicado la ley de Kirchhoff que relaciona la emisividad y la reflectividad (ver Apéndice B). Este modelo geométrico considera una serie de esferas situadas sobre una determinada superficie. Los resultados mostrados en la Figura 6.23 se han obtenidos considerando a las esferas como vegetación y una superficie típica de un suelo desnudo. La densidad de esferas considerada ha sido de 0.1 (lo que de forma intuitiva puede representar un 10% de cobertura vegetal). Al igual que en el caso anterior, se ha considerado respectivamente un valor de emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 o bien 0.97 y 0.99.

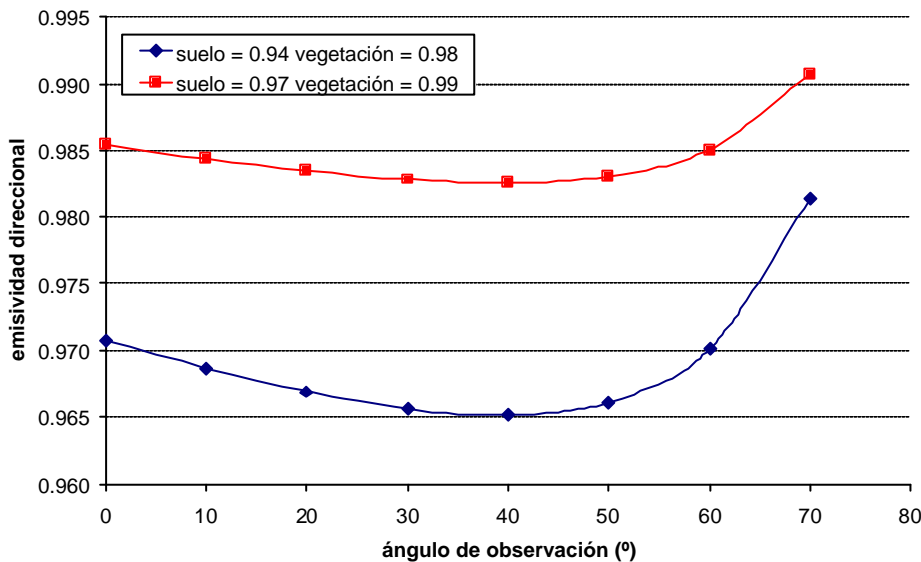
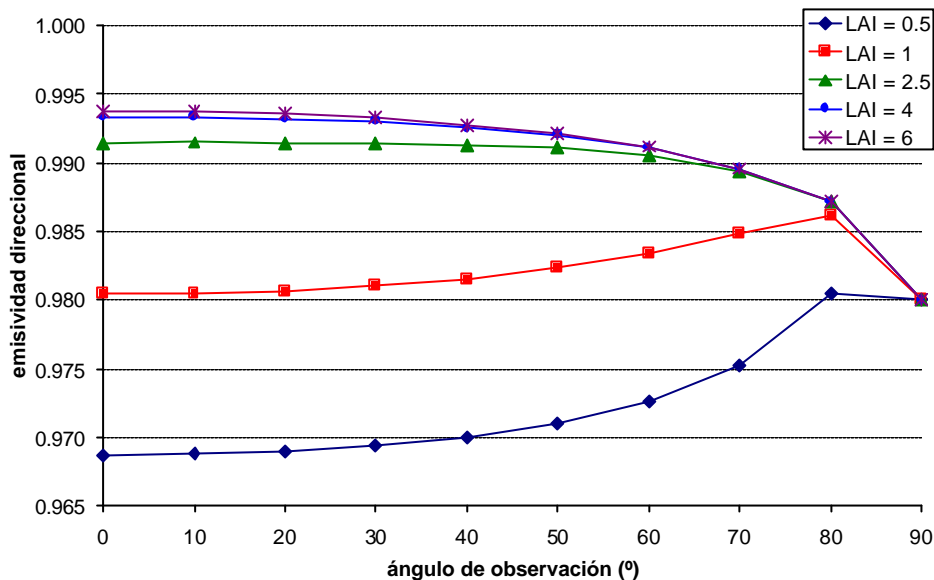


FIGURA 6.23 Emisividad direccional obtenida a partir del modelo geométrico propuesto por Snyder y Wan (1998) basado en la estimación de la BRDF mediante modelos de kernel. Las dos curvas mostradas corresponden al caso de emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 o 0.97 y 0.99, respectivamente.

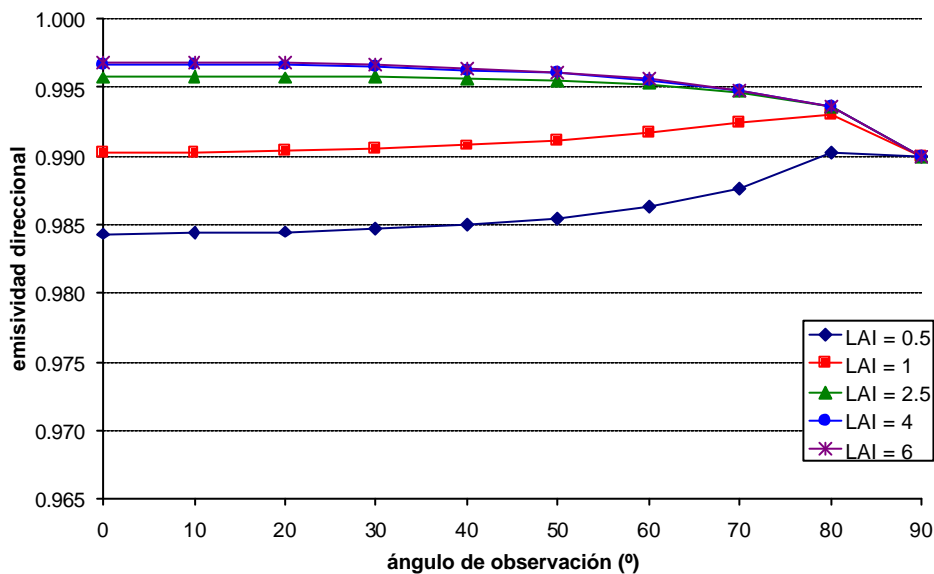
Resulta difícil encontrar una explicación para los valores de emisividad direccional mostrados en la Figura 6.23 y obtenidos a partir del modelo propuesto por Snyder y Wan (1998), ya que éstos disminuyen con el ángulo de observación hasta aproximadamente unos 40° , comenzando a aumentar a partir de este valor. En principio, y tal y como se obtuvo con el modelo geométrico de Sobrino et al. (1990), es de esperar que la emisividad aumente con el ángulo de observación, debido simplemente a la mayor proporción de vegetación observada. Debemos señalar que la obtención de la emisividad a partir del modelo geométrico basado en la BRDF presenta algunas complicaciones que pueden producir errores significativos. Así, el modelo de *kernel* geométrico considerado diverge para ángulo de observación superior a 75° , aunque incluso los valores obtenidos a partir de 60° ya resultan poco fiables. Por lo tanto, para obtener la reflectividad hemisférica a partir de la BRDF la integración se ha realizado sólo hasta 75° , y no hasta 90° que hubiese sido lo correcto. Además, el modelo no considera los efectos de sombra que pueden producir unas esferas sobre otras, y realiza numerosas aproximaciones a partir de otros modelos.

Por lo que respecta a los modelos de transferencia radiativa, se han analizado un total de tres: i) un modelo basado en la parametrización de la emisividad propuesta por François et al. (1997), ii) un modelo volumétrico basado de nuevo en la estimación de la BRDF y propuesto por Snyder y Wan (1998) y iii) el modelo 4SAIL extendido a la región térmica y desarrollado por Verhoef et al. (2004). Al igual que en los casos anteriores, se han obtenido resultados para los casos de emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 y de 0.97 y 0.99 respectivamente. En ambos casos se han considerado también distintos valores de LAI: 0.5, 1, 2.5, 4 y 6.

La Figura 6.24 muestra los resultados obtenidos a partir de la parametrización propuesta por François et al. (1997), en la que la emisividad vienen expresada en función del ángulo de observación y del LAI utilizando la función *gap* (ver capítulo 2).



(a)

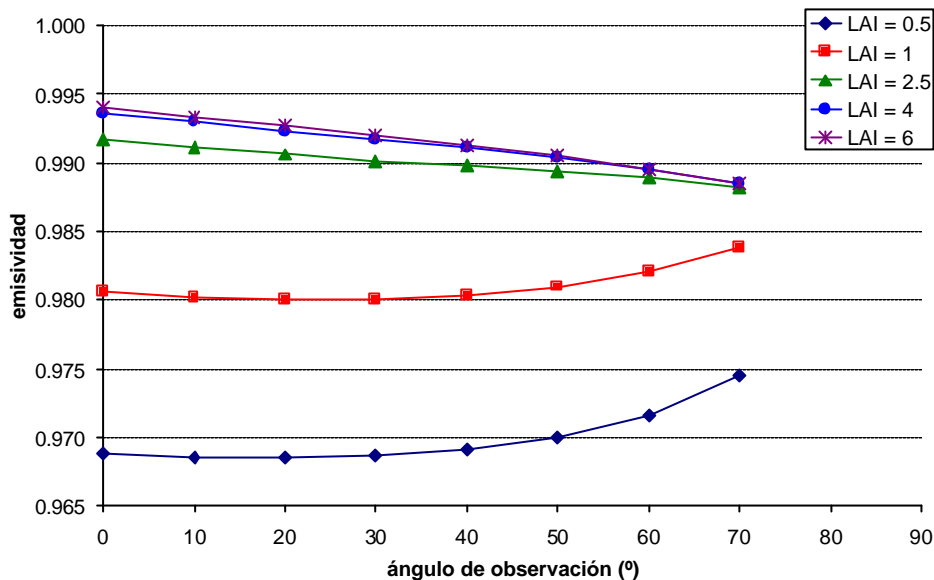


(b)

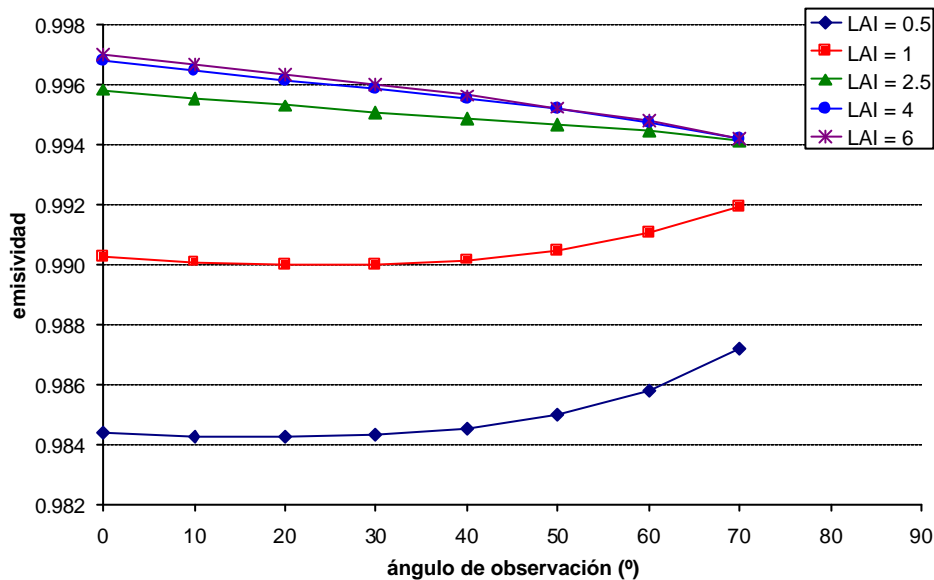
FIGURA 6.24 Emisividad direccional obtenida a partir de la parametrización propuesta por François et al. (1997) para el caso de a) emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 y b) emisividad de suelo y vegetación de 0.97 y 0.99, en función de distintos valores de LAI (0.5, 1, 2.5, 4 y 6).

Se puede observar en la Figura 6.24 como para valores de LAI inferiores o iguales a 1, para los cuales la proporción de hojas es igual ($LAI = 1$) o inferior ($LAI < 1$) a la proporción de suelo, la emisividad aumenta con el ángulo de observación. La explicación es similar a la correspondiente al caso del modelo geométrico de Sobrino et al. (1990) y se basa en la mayor proporción de vegetación observada conforme aumenta el ángulo de observación. Para los casos de $LAI > 1$, ocurre lo contrario, de forma que la emisividad decrece con el ángulo de observación. Esto es debido a que ahora la proporción de hojas supera la del suelo, por lo que el valor correspondiente a nadir supera al valor correspondiente a la emisividad de la vegetación debido al efecto de cavidad. Sin embargo, para $LAI < 1$ el valor en nadir nunca supera el valor correspondiente a la propia emisividad de la vegetación. En todos los casos se puede observar como para un ángulo de observación de 90° se obtiene el valor de la emisividad de la vegetación. Esto indica que el efecto de cavidad parece desaparecer en estas condiciones de observación. Comparando las Figuras 6.24a y 6.24b, se puede apreciar de nuevo como las variaciones angulares de la emisividad son menores conforme se aproximan los valores de emisividad del suelo y la vegetación.

Las mismas condiciones correspondientes al caso anterior han sido consideradas para aplicar el modelo volumétrico de Snyder y Wan (1998) explicado en el capítulo 2. Para poder comparar este modelo con el anterior, el término $\exp(-bF)$ se ha asimilado con la cantidad $Mb(\theta)$ correspondiente a la proporción con la que contribuye el suelo según François et al. (1997). Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 6.25, en la que se ha considerado la misma escala que en la Figura 6.24 para poder realizar una comparación. Se puede observar como los resultados obtenidos en este caso son similares a los anteriores. Al igual que ocurrió en el caso geométrico, sólo se han representado valores de emisividad direccional hasta un ángulo de observación de 70° para evitar los problemas de divergencia para ángulos mayores. Sin embargo, al contrario que en el caso geométrico, en esta ocasión el modelo volumétrico sí que parece proporcionar buenos resultados, siempre que se considere la igualdad anteriormente mencionada $\exp(-bF) \equiv Mb(\theta)$.



(a)

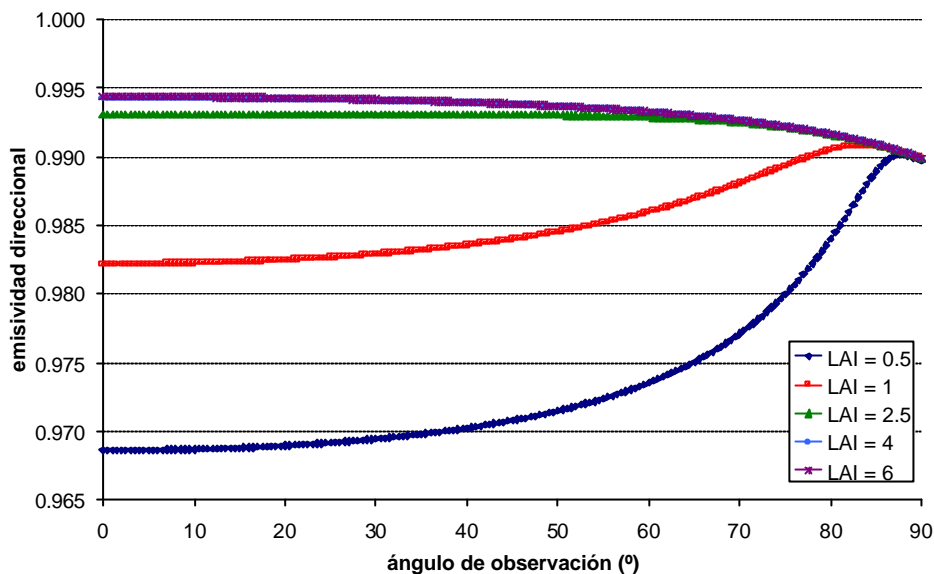


(b)

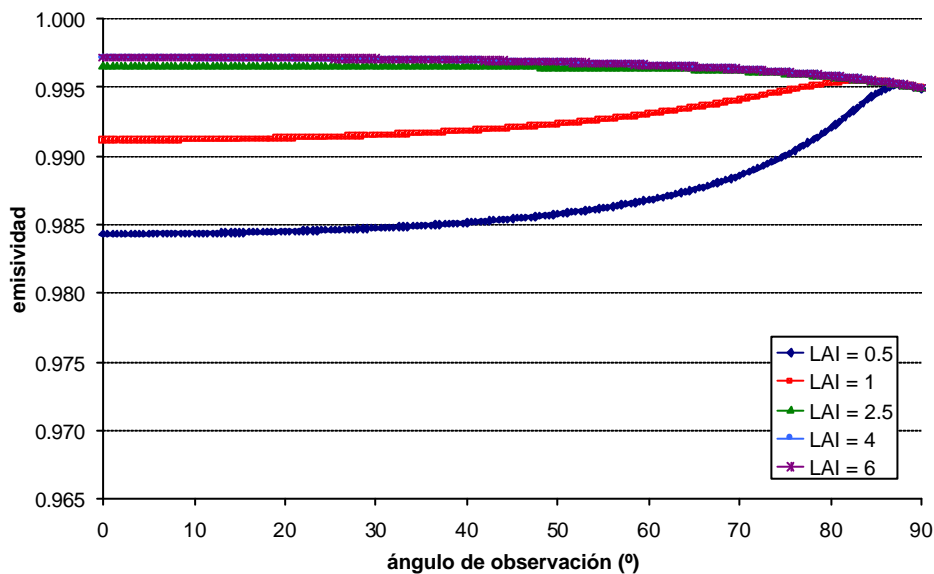
FIGURA 6.25 Emisividad direccional obtenida a partir del modelo de BRDF volumétrico de Snyder y Wan (1998) para el caso de a) emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 y b) emisividad de suelo y vegetación de 0.97 y 0.99, en función de distintos valores de LAI (0.5, 1, 2.5, 4 y 6).

En la Figura 6.26 se pueden observar los resultados obtenidos, para las mismas condiciones que en casos anteriores, a partir del modelo 4SAIL. Se puede comprobar como en este caso la variación angular de la emisividad es también similar a la proporcionada por los modelos de François et al (1997). y de BRDF.

Finalmente, mostramos en la Figura 6.27 los valores obtenidos mediante los tres modelos para una mejor comparación, considerando un caso de LAI bajo ($LAI = 0.5$) y un caso de LAI alto ($LAI = 6$) y suponiendo un valor de emisividad de 0.94 para el suelo y 0.98 para la vegetación. Se puede observar como en el caso de LAI bajo los tres modelos muestran prácticamente los mismos resultados, con diferencias en emisividad inferiores a 0.003, exceptuando el caso de ángulos de observación elevados, en los que el modelo 4SAIL proporciona un valor más elevado de la emisividad. Similares conclusiones pueden extraerse para valores de LAI altos. En función de los resultados obtenidos, podemos observar como el método basado en la parametrización de François et al. (1997) siempre proporciona el valor de emisividad de la vegetación utilizado como dato de entrada para un ángulo de observación de 90° . Esto significa, como ya se comentó anteriormente, que el efecto de cavidad parece desaparecer para dicho ángulo. Sin embargo, el modelo 4-SAIL proporciona valores mayores al de la vegetación para ángulos de 90° , llevando por lo tanto a la conclusión de que el efecto de cavidad sigue existiendo para este ángulo.

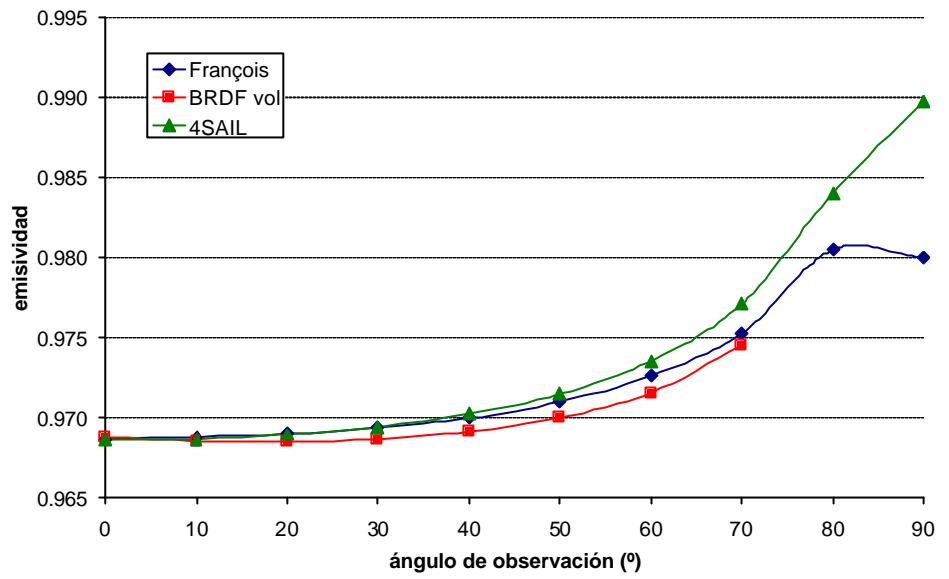


(a)

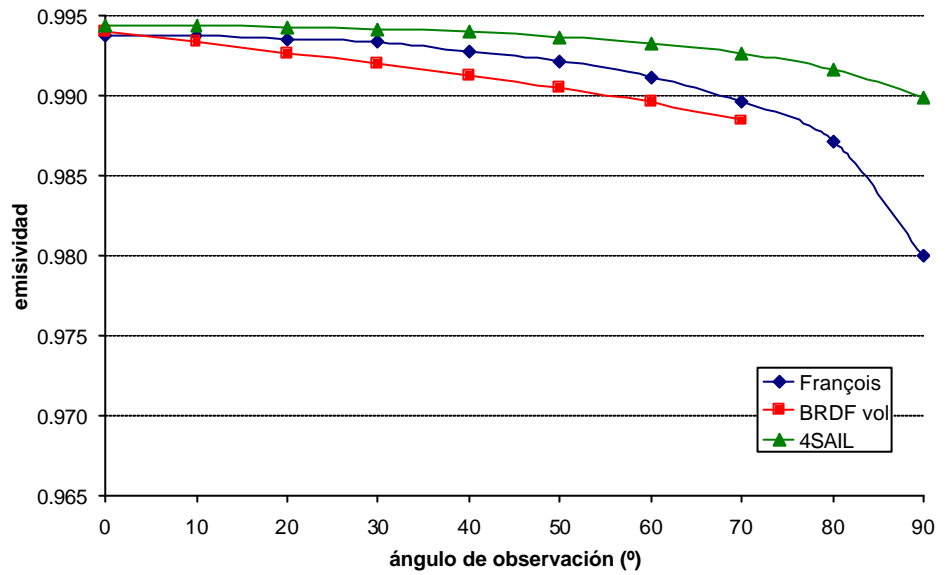


(b)

FIGURA 6.25 Emisividad direccional obtenida a partir del modelo 4-SAIL para el caso de a) emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 y b) emisividad de suelo y vegetación de 0.97 y 0.99, en función de distintos valores de LAI (0.5, 1, 2.5, 4 y 6).



(a)



(b)

FIGURA 6.27 Emisividad direccional obtenida a partir del modelo de François et al. (1997), del modelo volumétrico de BRDF y del modelo 4-SAIL para el caso de a) LAI 0.5 y b) LAI 6 para el caso de una emisividad del suelo de 0.94 y una emisividad de la vegetación de 0.98.

Para poder apreciar las diferencias cuantitativas entre modelos, se muestra en la Figura 6.28 un diagrama de barras que representan las diferencias obtenidas para la emisividad direccional en función del ángulo de observación considerado (hasta un valor máximo de 70°) y con respecto al modelo de François et al. (1997) para el caso de emisividad de suelo y vegetación de 0.94 y 0.98 respectivamente. Se puede observar como las diferencias entre el modelo de François et al. (1997) y el modelo volumétrico de BRDF (Figura 6.28a) son positivas para todos los ángulos excepto en nadir e inferiores a 0.002, mientras que las diferencias entre el modelo de François et al. (1997) y el 4SAIL (Figura 6.28b) son generalmente negativas y superiores al caso anterior, aunque inferiores a 0.003. Cuando se considera el caso de emisividad de suelo y vegetación de 0.97 y 0.99, las diferencias son aún menores: inferiores a 0.001 para el caso del modelo de BRDF e inferiores a 0.002 para el caso del modelo 4SAIL. Teniendo en cuenta que el error típico de la estimación de la emisividad a partir de datos de satélite es de alrededor de 0.01, las diferencias encontradas entre los distintos modelos resultan en muchos casos despreciables.

Por último, hay que señalar que los modelos analizados en este trabajo utilizan como datos de entrada valores de emisividad para el suelo y la vegetación, asumiendo que estas superficies se comportan de forma lambertiana. De esta forma, la emisividad de la cobertura vegetal muestra una dependencia angular incluso considerando que la emisividad de cada uno de los elementos no varía con el ángulo de observación, por lo que la variación angular de la emisividad del conjunto debe explicarse por el cambio en la geometría de observación. La hipótesis de comportamiento lambertiano puede ser más o menos válida para el caso de la vegetación. Sin embargo, no resulta tan evidente para el caso de un suelo desnudo. Por ejemplo, se pueden ver algunas variaciones angulares en la emisividad del suelo en los trabajos de Sobrino y Cuenca (1999) y Cuenca y Sobrino (2004). En la Figura 6.29 se compara a modo de ejemplo los resultados obtenidos mediante el modelo geométrico de Sobrino et al. (1990) asumiendo un comportamiento lambertiano del suelo y los resultados obtenidos considerando una variación angular para el suelo de 0 para 10°, -0.003 para 20°, -0.005 para 30°, -0.007 para 40°, -0.006 para 50° y -0.010 para 60°, que corresponde a los valores para un suelo arcilloso dados en Cuenca y Sobrino (2004).

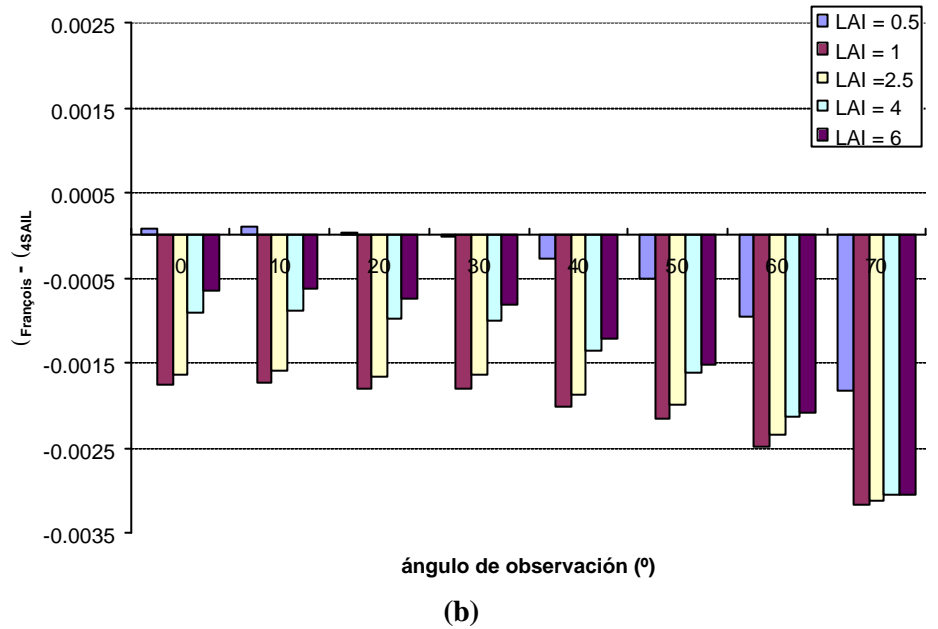
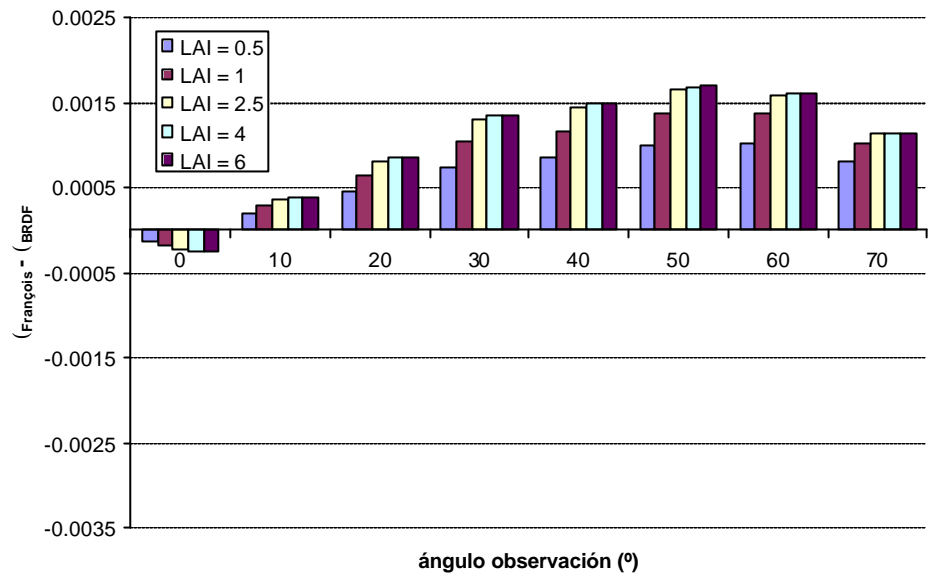


FIGURA 6.28 Diferencias entre la emisividad obtenida mediante el modelo de François et al. y la emisividad obtenida mediante a) el modelo volumétrico de BRDF y b) el modelo 4SAIL, para el caso de una emisividad del suelo de 0.94 y una emisividad de la vegetación de 0.98.

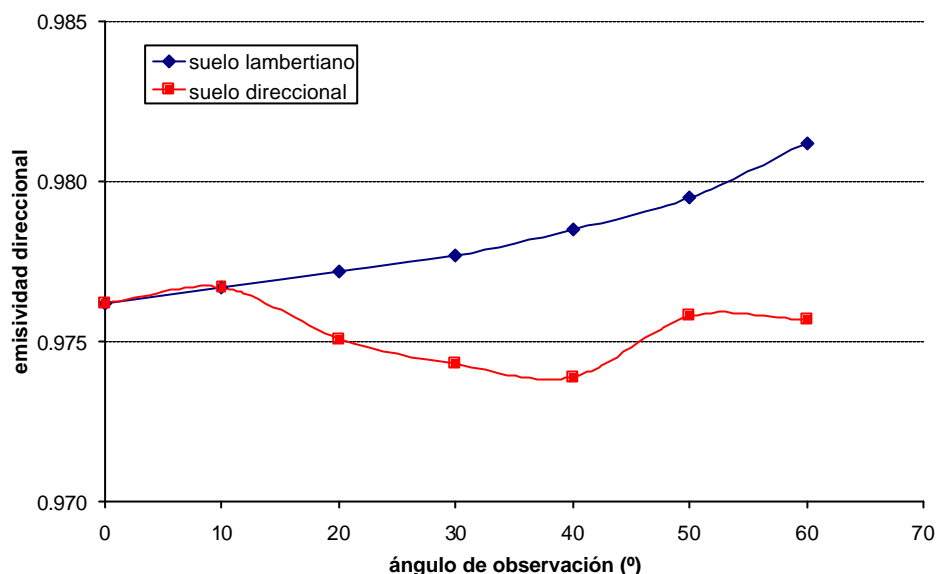


FIGURA 6.29 Comparación entre la emisividad direccional obtenida a partir del modelo geométrico de Sobrino et al. (1990) asumiendo un comportamiento lambertiano del suelo o considerando las variaciones angulares medidas por Cuenca y Sobrino (2003). Como datos iniciales de emisividad de suelo y vegetación se ha considerado 0.97 y 0.99 respectivamente.

Aunque las diferencias en emisividad mostradas en la Figura 6.29 alcanzan como máximo un valor de 0.005, inferior al error típico de emisividad de 0.01 señalado anteriormente, se puede apreciar como la variación angular es significativamente distinta. Por lo tanto, la hipótesis de comportamiento lambertiano para el suelo puede llevar a errores en los valores finales para la emisividad direccional, aunque las diferencias no sean demasiado elevadas.

6.5.2 Efectos angulares en las imágenes DAIS

Una análisis de los efectos angulares a partir de imágenes DAIS puede encontrarse en Sobrino et al. (2003b). En este trabajo se pretende analizar los resultados obtenidos a partir de dos vuelos consecutivos del sensor DAIS dentro del marco de las campañas DAISEX. A ser estos vuelos transversales, es posible

tener píxeles que en el primer vuelo sean observados en nadir pero en el segundo vuelo puedan llegar a ser observados en otro ángulo distinto. El esquema de los vuelos DAIS así como una imagen en la que se muestra la diferencia en los ángulos de observación para los dos vuelos consecutivos en las distintas zonas de la imagen se puede observar en la Figura 6.30. La máxima diferencia en ángulos de observación vendrá limitada por el campo de visión del sensor, de 26° para el caso de DAIS.

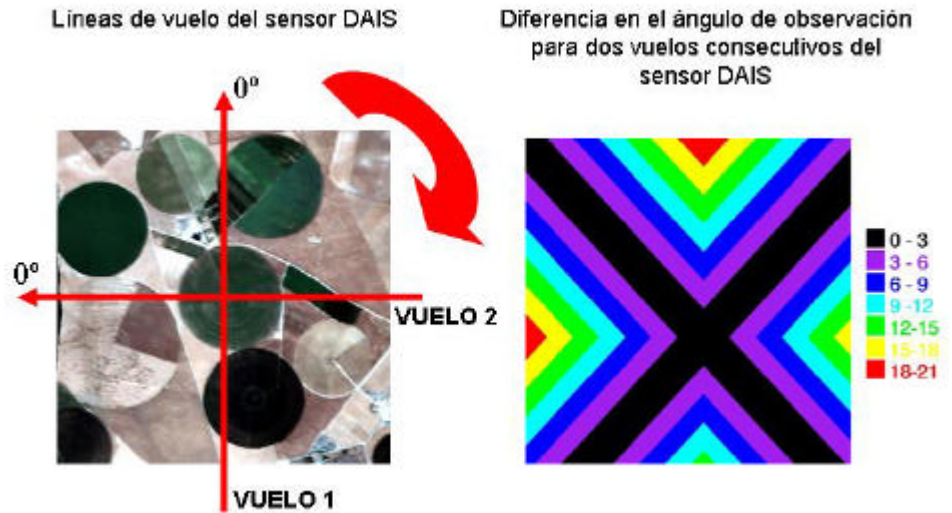


FIGURA 6.30 Esquema de los vuelos consecutivos del sensor DAIS realizados en la zona de Barrax durante las campañas DAISEX. La imagen de la derecha muestra las diferencias en el ángulo de observación entre dos vuelos transversales para las zonas mostradas en la imagen de la izquierda.

Los vuelos consecutivos se realizaron en un intervalo de tiempo de unos 15 minutos. Si consideramos que en este intervalo de tiempo la temperatura y la emisividad de la superficie permanecen invariantes, lo cual puede considerarse como cierto para el caso de la emisividad y para zonas con alta inercia térmica en el caso de temperatura, a partir de las diferencias de estos valores en los dos vuelos podremos analizar si las mayores diferencias efectivamente se corresponden con

aquellas zonas observadas con una diferencia en el ángulo de observación mayores. Para realizar este estudio se han utilizado las imágenes DAIS99_12_1 y DAIS99_12_2 y se les ha aplicado el método NEM (que en realidad es un módulo del método TES) para obtener emisividad y temperatura. Las diferencias entre los valores correspondientes a estas imágenes se muestran en la Figura 6.31. Se puede observar como las diferencias en emisividad son inferiores a 0.015 para la mayor parte de las zonas, por lo que entran dentro del error típico en la estimación de la emisividad y resulta difícil afirmar que estas diferencias sean debidas a efectos angulares o simplemente al error del método. Por lo que respecta a la temperatura se puede observar una zona en la parte superior derecha de la imagen con diferencias superiores a los 4 K. Sin embargo esta zona parece no corresponder con las mayores diferencia en el ángulo de observación, tal y como se muestra en la Figura 6.30. Estas diferencias pueden deberse tanto al error del método (de alrededor de 1.5 K) sumado a los cambios en temperatura que puedan producirse en el intervalo de tiempo transcurrido entre los dos vuelos. Precisamente la zona en la que se encuentran las mayores diferencias corresponden a cebada de secano en estado senescenta, con una baja inercia térmica.

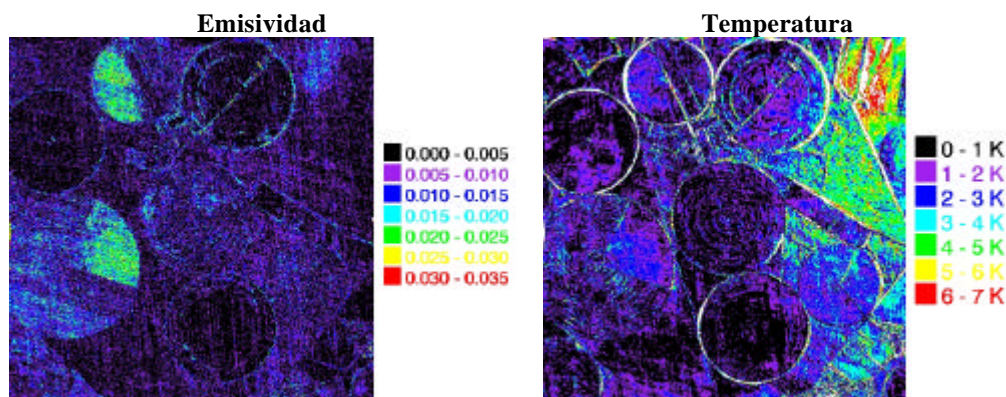


FIGURA 6.31 Diferencias en emisividad y temperatura obtenidas con el método NEM entre dos vuelos consecutivos DAIS.

En Sobrino et al. (2003b) se muestra también los resultados angulares obtenidos aplicando el modelo geométrico de Sobrino et al. (1990) a un campo de maíz de la zona de Barrax y para las características del sensor DAIS. Según estos resultados, los efectos angulares en emisividad y temperatura no tienen importancia para ángulos de 30° o inferiores. Por lo tanto, teniendo en cuenta que el campo de visión de DAIS es de 26° , no resulta extraño que no se aprecien efectos angulares significativos en las imágenes DAIS.

En este trabajo se han utilizado sensores con una visión cercana al nadir, lo que no permite realizar un estudio adecuado de los efectos angulares en los datos de satélite. Esperemos que la futura misión SPECTRA, con la capacidad de adquirir imágenes bajo 7 ángulos de observación distintos, aporte una mayor información al respecto.

RESUMEN Y CONCLUSIONES

Para finalizar este trabajo, mostraremos en este último apartado un resumen de la memoria recogida en estas páginas así como las conclusiones extraídas.

El objetivo de este trabajo es la estimación de la temperatura y la emisividad de la superficie terrestre a partir de los datos proporcionados por los sensores de alta resolución, centrándonos sobre todo en la región espectral del infrarrojo térmico comprendida entre los 8 y los 14 μm .

Para la estimación de la temperatura de la superficie terrestre desde satélite se han considerado tres métodos distintos: el método monocanal, el método biangular y el método bicanal o técnica *split-window*. Dentro de estos tres métodos se han adaptado algoritmos ya existentes o bien se han desarrollado algunos nuevos, de cara a su aplicación al sensor DAIS, a bordo de un avión, el sensor ASTER, a bordo de la plataforma espacial TERRA y a la futura misión SPECTRA.

Por lo que respecta a la estimación de la emisividad de la superficie terrestre, se han considerado dos métodos que encierran una filosofía totalmente distinta: el método de los umbrales del NDVI (NDVI^{UMB}) y el método TES

(Temperature and Emissivity Separation). El primero de ellos utiliza datos de la región visible e infrarrojo próximo, mientras que el segundo sólo utiliza datos de la región del infrarrojo térmico. En el caso de la emisividad, también se han analizado una serie de modelos que permiten obtener valores de este parámetro en función del ángulo de observación, con el fin de estimar los errores que pueden cometerse cuando no se corrigen estos efectos angulares.

Pasamos a continuación a resaltar los principales resultados y conclusiones que pueden extraerse de la memoria :

1) FUNDAMENTOS TEÓRICOS

1.1) Basándonos en la teoría de transferencia radiativa a través de la atmósfera, es posible obtener finalmente la ecuación de transferencia radiativa para la región del infrarrojo térmico dada por la Ecuación (1.48) y representada en la Figura 1.2. Esta ecuación es la base de partida de muchos de los algoritmos desarrollados en este trabajo y relaciona la radiancia medida por el sensor con una serie de parámetros atmosféricos, como son la transmisividad y las radiancias atmosféricas, y de superficie, como son la emisividad y la temperatura de la superficie terrestre. Para obtener esta ecuación se ha considerado la aproximación de atmósfera no dispersora en equilibrio termodinámico local.

1.2) La teoría de transferencia radiativa también puede aplicarse a las coberturas vegetales, obteniendo en este caso una ecuación de transferencia o transporte de fotones para coberturas vegetales dada por la Ecuación (1.69). Esta ecuación se aplica a las regiones del visible e infrarrojo próximo, teniendo por lo tanto en cuenta tanto fenómenos de absorción como de dispersión. Esta teoría permite en última instancia obtener parámetros biofísicos de la vegetación, como por ejemplo el LAI.

1.3) Las ecuaciones de transferencia radiativa mostradas en el Capítulo 1 se obtienen tradicionalmente por medio de una teoría radiativa clásica, a través de un simple balance de energía y algunas consideraciones fenomenológicas. En

los últimos años se ha demostrado que estas ecuaciones encajan perfectamente dentro de una teoría moderna y bien fundamentada, como es el caso de la teoría ondulatoria y estadística. La clave de esta conexión entre teoría clásica y moderna reside en la relación entre la función de coherencia del campo ondulatorio y la radiancia.

2) MODELOS PARA SUPERFICIES HETEROGÉNEAS Y RUGOSAS

2.1) Los modelos resultan una herramienta muy útil a la hora de caracterizar las superficies heterogéneas y rugosas, ya que permiten obtener valores de emisividad y temperatura en función del ángulo de observación.

2.2) Los modelos geométricos consideran la superficie como un medio opaco, y se basan en el cálculo de las proporciones de las áreas proyectadas por cada elemento. De esta forma, la radiancia medida por el sensor viene dada por la radiancia que proviene de cada uno de los componentes promediada según las correspondientes proporciones. Ejemplos de este tipo de modelos son el modelo de Sobrino et al. (1990), que considera cultivos distribuidos en hileras representadas por cajas lambertianas infinitas, y el modelo BRDF de Snyder y Wan (1998), basado en el cálculo de la reflectividad hemisférica a partir de modelos de *kernel* para la BRDF, y que puede aplicarse a zonas de vegetación dispersa.

2.3) Los modelos de transferencia radiativa consideran la cubierta vegetal como un medio turbido dividido en una serie de capas horizontales homogéneas, y analizan la propagación y las interacciones con la vegetación de la radiancia térmica emitida por los componentes de la cobertura vegetal. Utilizan el concepto de frecuencia y función *gap* direccional. Ejemplos de este tipo de modelos son el modelo de François et al. (1997), el modelo volumétrico de BRDF de Snyder y Wan (1998) y el modelo 4SAIL (Verhoef et al., 2004).

3. METODOLOGÍA

3.1) Para obtener algoritmos que permitan estimar la temperatura de la superficie terrestre en muchos casos hay que recurrir a procesos de simulación, que tienen por objetivo reproducir las radiancias que mediría un determinado sensor en una determinada banda espectral y para una serie de valores atmosféricos y de emisividad. Para ello se ha utilizado una base de datos compuesta por radiosondeos atmosféricos (TIGR) y el código de transferencia radiativa MODTRAN. Además, se ha utilizado una base de datos compuesta por medidas espectrales para distintas muestras (librería espectral de ASTER), obteniendo a partir de ellas valores de emisividad.

3.2) Para poder aplicar los algoritmos desarrollados se han utilizados una serie de imágenes obtenidas a partir de sensores de alta resolución a bordo de aviones, como es el caso del sensor DAIS, y a bordo de satélites, como es el caso del sensor ASTER.

3.3) Para poder validar los resultados obtenidos a partir de las imágenes de satélite, se han realizado una serie de medidas de campo tanto de emisividad como de temperatura enmarcadas dentro de distintas campañas de campo, como por ejemplos las campañas DAISEX y SPARC, financiadas por la ESA y relacionadas con la futura misión SPECTRA.

3.4) Los valores de emisividad *in situ* se han obtenido a partir de medidas radiométricas aplicando el método de la caja y el método TES. Los valores obtenidos mediante el método de la caja parecen ser más estables y puede aplicarse a radiómetros con cualquier número de bandas. El método TES requiere de un radiómetro con un número de bandas igual o superior a cuatro, aunque posee una serie de ventajas en comparación con el método de la caja, como es su mayor facilidad de aplicación (ya que sólo requiere del radiómetro), y la posibilidad de obtener simultáneamente valores de temperatura.

3.5) Los valores de temperatura de la superficie terrestre *in situ* se han obtenido a partir de medidas radiométricas mediante la realización de transectos y mediante medidas fijas con radiómetros colocados en mástiles. Estas últimas medidas, aunque menos significativas estadísticamente en el caso de superficies heterogéneas, resultan más estables que los tradicionales transectos. Para obtener la temperatura de la superficie es necesario corregir la medida radiométrica del efecto atmosférico (a través de la radiancia atmosférica descendente) y del efecto de emisividad. Ambos efectos deben corregirse simultáneamente, ya que están acoplados. Los resultados obtenidos muestran que en el caso de superficies naturales heterogéneas, la propia variabilidad en la temperatura de la superficie es mayor que la corrección de los efectos atmosféricos y de emisividad. Esto supone un problema a la hora de intentar validar productos de temperatura de superficie a partir de imágenes de satélite.

4. ESTIMACIÓN DE LA TEMPERATURA DESDE SATÉLITE

4.1) Para desarrollar algoritmos que permitan estimar la temperatura de la superficie terrestre a partir de datos proporcionados por sensores térmicos se han considerado tres métodos distintos: el método **monocanal**, en el que se utiliza un sólo canal térmico bajo un mismo ángulo de observación, el método **biangular**, en el que se utiliza un sólo canal térmico pero con dos ángulos de observación distintos y el método **bicanal o split-window**, en el que se utilizan dos canales térmicos bajo un mismo ángulo de observación.

4.2) Método monocanal: se han considerado tres algoritmos distintos, a saber, una modificación de la ecuación de transferencia radiativa dada por la Ecuación (1.48), el algoritmo de Qin et al. (2001) y el algoritmo de Jiménez-Muñoz y Sobrino (2003). Todos estos tres algoritmos utilizan la linealización de la función de Planck para obtener una relación explícita con la temperatura, y requieren del conocimiento *a priori* de la emisividad.

4.2.1) El principal inconveniente del método monocanal es la necesidad de disponer de datos de radiosondeos atmosféricos coincidentes con la hora de adquisición de las imágenes, lo cual no siempre es posible. El algoritmo de

Qin et al. (2001) pretende solucionar este problema utilizando aproximaciones de los parámetros atmosféricos con el vapor de agua y la temperatura del aire, mientras que el algoritmo de Jiménez-Muñoz y Sobrino (2003) intenta solucionar este problema realizando aproximación únicamente con el vapor de agua, evitando por tanto la dependencia adicional en el temperatura del aire. Este algoritmo presenta además la versatilidad de poder aplicarse a cualquier sensor térmico, mientras que el algoritmo de Qin et al. (2001) fue desarrollado para la banda 6 del sensor TM a bordo de Landsat 5.

4.2.2) Cuando se utilizan los tres algoritmos por medio de su ecuación fundamental, es decir, sin considerar aproximaciones en función del vapor de agua u otras magnitudes, la validación a partir de datos de simulación muestra que estos algoritmos son capaces de proporcionar resultados de temperatura aceptables, con errores comprendidos entre los ± 2 K en la mayoría de los casos, observándose una ligera tendencia creciente en el error conforme aumenta el contenido en vapor de agua de la atmósfera.

4.2.3) Cuando se utilizan aproximaciones en función del vapor de agua y/o temperatura del aire (algoritmos de Qin et al. y Jiménez-Muñoz y Sobrino) se observa que los errores aumentan y sólo son aceptables para vapores de agua inferiores a 2 g/cm^2 . Para valores comprendidos entre 2 y 3 g/cm^2 pueden llegar a obtenerse resultados relativamente buenos, pero los algoritmos ya comienzan a mostrar su mal funcionamiento. A partir de estos valores de vapor de agua, el error muestra una tendencia creciente extraordinariamente elevada, no pudiéndose por lo tanto aplicar este tipo de algoritmos en el caso de atmósferas húmedas o con valores de vapor de agua superiores a 3 g/cm^2 .

4.3) Método biangular: para obtener algoritmos de tipo biangular se ha considerado la expresión dada por la Ecuación (4.85), en la que la temperatura de la superficie terrestre viene dada en función de las temperaturas radiométricas o de brillo medidas por el sensor en los ángulos nadir y *forward*, de los valores de emisividad en nadir y *forward* y del valor del vapor de agua.

Las simulaciones realizadas en el marco de la misión SPECTRA muestran en el caso del canal 1 (centrado alrededor de los 11 μm) unos errores inferiores a 1.7 K para una observación *forward* de 45° OZA y errores inferiores a 1 K para una observación *forward* de 60° OZA. La simulación aplicada al caso de la estimación de la temperatura del mar a partir de la Ecuación (4.86) nos ha permitido también obtener el ángulo de observación *forward* óptimo, es decir, aquel para el cual se obtiene el menor error, obteniendo finalmente un valor de 52° OZA, lo que corresponde con un ángulo de satélite de unos 45°.

4.4) Método bicanal o *split-window*: este tipo de algoritmos vienen dados por la Ecuación (4.97), con una estructura similar a la de los algoritmos de tipo biangular, utilizando en este caso las temperaturas radiométricas medidas por el sensor en dos canales térmicos distintos. Los resultados obtenidos a partir de datos de simulación muestran que la combinación de canales que mejores resultados proporciona es la centrada en 11 μm y 12 μm , con errores generalmente inferiores a 1.5 K.

4.4.1) La validación realizada a partir de datos de simulación muestra unos errores más o menos constantes y dentro de ± 2 K en función del contenido en vapor de agua de la atmósfera, excepto para la zona correspondiente a valores de vapor de agua inferiores a 2 g/cm^2 , en la que se observa una mayor dispersión en los errores, estando en este caso comprendidos entre los ± 4 K. Estos resultados nos permiten extraer una importante conclusión: los algoritmos *split-window* proporcionan valores aceptables de temperatura a escala global, es decir, para todos los contenidos en vapor de agua, o al menos para valores inferiores a 6 g/cm^2 , en comparación con los algoritmos monocanal, que sólo proporcionan buenos resultados para vapores de agua inferiores a 2 g/cm^2 . Sin embargo, precisamente en esta zona en que los algoritmos monocanal proporcionan buenos resultados, los algoritmos *split-window* pueden llegar a proporcionar errores más elevados que estos últimos.

4.4.2) Se ha analizado el efecto de la anchura de banda (FWHM) sobre el error en la estimación de la temperatura, mostrando que los mejores resultados se obtienen para anchuras de alrededor de 1 μm .

4.4.3) Los algoritmos *split-window* se han desarrollado en el marco de la misión SPECTRA, estudiándose también la posibilidad de aplicación a datos ASTER. Este último estudio muestra que en principio los algoritmos *split-window* obtenidos a partir de la combinación de bandas 13 (10.7 μm) y 14 (11.3 μm) no proporcionan valores adecuados a para la estimación de la temperatura a partir de datos ASTER, debido a que la combinación de longitudes de onda no es óptima para la aplicación de este tipo de algoritmos. Por lo tanto, la estimación de la temperatura a partir de datos ASTER sólo puede realizarse mediante la aplicación del método TES o, como posible alternativa, el método monocanal.

5. ESTIMACIÓN DE LA EMISIVIDAD DESDE SATÉLITE

5.1) Para la obtención de la emisividad de la superficie terrestre a partir de datos de alta resolución se han considerado dos métodos: el método de los umbrales del NDVI (NDVI^{UMB}) desarrollado por Sobrino y Raissouni (2000) y el método TES (Temperature and Emissivity Separation), desarrollado por Gillespie et al. (1998).

5.2) El método NDVI^{UMB} obtiene la emisividad en canales térmicos a partir de datos de canales situados en el visible e infrarrojo próximo. Para ello distingue tres clases distintas de píxeles en función de valores de NDVI: píxeles de suelo desnudo ($\text{NDVI} < 0.2$), píxeles mezcla formados por suelo y vegetación ($0.2 \leq \text{NDVI} \leq 0.5$) y píxeles totalmente cubiertos de vegetación ($\text{NDVI} > 0.5$). Para píxeles de suelo desnudo la emisividad se obtiene a partir de valores de reflectividad en la zona del rojo, mientras que para valores de $\text{NDVI} > 0.5$ la emisividad se considerad constante e igual a 0.99. Para píxeles mezcla, la emisividad se calcula a través de una media ponderada en función de valores de proporción de vegetación y suelo más un término adicional que tiene en

cuenta el efecto de cavidad. Este término se obtiene a partir del modelo geométrico de Sobrino et al. (1990).

5.3) El método TES se basa en la ecuación de transferencia radiativa en el infrarrojo térmico y resuelve el problema del acoplamiento entre temperatura y emisividad existente en esta ecuación. Este método utiliza únicamente datos en la región del infrarrojo térmico, en concreto necesita del conocimiento de las radiancias atmosféricas descendentes y radiancias en superficie (corregidas del efecto atmosférico), y proporciona simultáneamente valores tanto de emisividad como de temperatura. El método se compone de un total de tres módulos: el NEM (Gillespie, 1985), el RATIO y el MMD. En el módulo NEM se obtienen unos primeros valores de emisividad y temperatura a partir de un valor de emisividad inicial y mediante un proceso iterativo. Estas emisividades se normalizan con respecto a su valor medio en el módulo RATIO, obteniendo de esta forma un espectro normalizado menos sensible a los errores en la estimación de la temperatura. Por último, en el módulo MMD se obtienen los valores de emisividad y temperatura finales a partir de una relación entre la emisividad mínima y el contraste espectral.

5.4) El método TES presenta la ventaja con respecto al método $NDVI^{UMB}$ de proporcionar junto con los valores de emisividad valores de temperatura de la superficie terrestre, aunque necesita de una corrección atmosférica precisa en la región del infrarrojo térmico. Además, el método TES puede aplicarse en principio a cualquier tipo de superficie, mientras que el método $NDVI^{UMB}$ no resulta adecuado para superficie de agua, hielo o nieve (aunque generalmente los valores de emisividad de este tipo de superficies son bien conocidos), y no se conoce su comportamiento en superficies compuestas por rocas. El método $NDVI^{UMB}$ presenta también una serie de problemas de continuidad en el límite de valores de $NDVI$ iguales a 0.2. El método $NDVI^{UMB}$ presenta la ventaja de ser fácilmente aplicable a imágenes de satélite independientemente del número de canales térmicos que posea el sensor, mientras que el método TES requiere de al menos cuatro canales térmicos. Además, en el caso de aquellos sensores en los que la resolución espacial de los canales visibles es mayor que la de los

canales térmicos, el método $NDVI^{UMB}$ puede proporcionar mapas de emisividad de mayor resolución.

6. RESULTADOS Y VALIDACIÓN

6.1) Sensor DAIS: para validar los resultados de temperatura y emisividad obtenidos a partir de datos DAIS el principal inconveniente que hemos encontrado es la mala calibración de la bandas térmicas de este sensor, debido fundamentalmente al mecanismo de escaneo. Este problema ha intentado solucionarse a partir de una recalibración a partir de valores *in situ* en dos zonas distintas, suelo desnudo (punto caliente) y agua (punto frío), aunque no se ha conseguido solucionar el problema adecuadamente, ya que los coeficientes de calibrado cambian incluso para dos vuelos consecutivos y la respuesta del sensor parece no ser lineal, de forma que la calibración sólo proporciona buenos resultados para aquellos valores seleccionados para realizar la calibración. Debido a estos problemas en lugar de extraer valores de la imagen DAIS se han reproducido los valores que mediría el sensor DAIS a partir de medidas *in situ*, radiosondeos atmosféricos y el código MODTRAN.

6.1.1) Para obtener la temperatura de la superficie terrestre a partir de datos DAIS se ha aplicado el método monocanal de Qin et al. (2001) adaptado a la banda DAIS 77 (11.27 μm) y un algoritmo de tipo *split-window* mediante la combinación de bandas 77 y 78 (12.00 μm). La validación en el marco de las campañas DAISEX sobre la zona de Barrax muestra unos errores inferiores a 1 K para el algoritmo monocanal y de alrededor de 1.5 K para el algoritmo *split-window*. Teniendo en cuenta el bajo contenido en vapor de agua para la atmósfera de Barrax, de alrededor de 1 g/cm^2 , este resultado confirma la conclusión de que el algoritmo *split-window* proporciona mejores resultados a escala global pero puede llegar a proporcionar peores resultados que un algoritmo monocanal para valores de vapor de agua bajos.

6.1.2) La emisividad de la superficie terrestre ha sido obtenida a partir de datos DAIS mediante los métodos NDVI^{UMB} , NEM y TES. La validación realizada muestra errores comprendidos entre el 1% y el 2% para todos los métodos.

6.2) Sensor ASTER: los valores de temperatura y emisividad obtenidos a partir de datos ASTER han sido mediante una serie de cinco imágenes adquiridas sobre la zona de Barrax durante los años 2000 y 2001. Contrariamente a lo ocurrido en el caso del sensor DAIS, en este caso no se han apreciado problemas significativos de calibración en las bandas térmicas, si bien en los últimos años el sensor térmico de ASTER ha comenzado a mostrar signos de degradación importantes que pueden corregirse a través de los coeficientes de calibrado proporcionados por el centro japonés ERSDAC.

6.2.1) La temperatura de la superficie terrestre a partir de datos ASTER ha sido obtenida mediante el método TES, el método monocanal de Jiménez-Muñoz y Sobrino (2003) aplicado a cada una de las bandas térmicas y el algoritmo *split-window* con la combinación de bandas 13 y 14. En este caso no disponíamos de valores *in situ*, por lo que se ha realizado una comparación con respecto a la temperatura obtenida con el método TES. De esta forma, el algoritmo monocanal aplicado a la banda 14 proporciona los mejores resultados, con diferencias con respecto a la temperatura TES comprendidas entre 0.5 y 1.5 K. Mediante esta comparación se ha comprobado también el mal funcionamiento del algoritmo *split-window*, con diferencias comprendidas entre 2.5 y 4.2 K.

6.2.2) La emisividad de la superficie terrestre a partir de datos ASTER ha sido obtenida mediante los métodos NDVI^{UMB} y TES. La comparación entre ambos métodos muestra que las menores diferencias se obtienen para las bandas 13 y 14, situadas en la ventana 10-12 μm , con valores inferiores al 1%. La validación realizada con valores obtenidos en la banda 13 y emisividad medidas *in situ* muestra diferencias inferiores al 2% para ambos métodos.

6.3) Emisividad direccional: junto con las correcciones de tipo atmosférico y de emisividad necesarias para obtener un valor de temperatura de la superficie terrestre lo suficientemente precisa, es necesario corregir también los efectos angulares. El efecto angular de la emisividad adquiere gran importancia a la hora de aplicar algoritmos de tipo biangular, en los que se requieren valores de emisividad en la visión *forward* y a la hora de trabajar con sensores con un campo de visión amplio, en los que la hipótesis de visión nadir no resulta aceptable. Para analizar este efecto se han aplicado los modelos geométricos y de transferencia radiativa expuestos en el capítulo 2 a superficies compuestas por suelo y vegetación. Los modelos han sido aplicados considerando una emisividad del suelo de 0.94 y una emisividad de la vegetación de 0.98, y considerando una emisividad del suelo de 0.97 y una emisividad de la vegetación de 0.99.

6.3.1) Los modelos geométricos de Sobrino et al. (1990) y de Snyder y Wan (1998) muestran una tendencia creciente conforme aumenta el ángulo de observación, debido a un aumento en la proporción de vegetación observada. Esta tendencia creciente es más acusada para proporciones de vegetación en nadir bajas, llegando a diferencias entre observación nadir y a 80° de 0.03, mientras que para zonas con coberturas de vegetación altas la variación angular es prácticamente despreciable.

6.3.2) Los modelos de transferencia radiativa de François et al. (1997), Snyder y Wan (1998) y 4SAIL (Verhoef et al., 2004) muestran comportamientos similares para la emisividad direccional. Así, para valores de LAI inferiores a 1, la emisividad aumenta con el ángulo de observación debido, al igual que en el caso anterior, a una mayor proporción de vegetación observada. Para los casos de LAI superiores a 1, el comportamiento es inverso, de forma que la emisividad comienza a disminuir con el ángulo de observación. Este comportamiento parece ser debido a una disminución del efecto de cavidad conforme la radiación recorre un mayor camino a través de la vegetación. Los resultados obtenidos con los modelos de transferencia radiativa muestran una variación angular de la emisividad mucho menor que la obtenida con los

modelos geométricos en el caso de coberturas bajas, con diferencias inferiores a 0.01.

6.3.3) La diferencia de valores en la variación angular obtenida con los modelos geométricos y de transferencia radiativa puede encontrarse en que los primeros consideran la vegetación distribuida en forma de hileras en el caso de Sobrino et al. (1990) o en forma de esferas en el caso de Snyder y Wan (1998), mientras que los modelos de transferencia radiativa consideran la vegetación distribuida uniformemente a lo largo de la superficie. Esto provoca que la variación en la proporción de vegetación conforme aumenta el ángulo de observación sea mayor en los modelos geométricos.

6.3.4) Todos los modelos analizados muestran que la variación angular de la emisividad es menos acusada conforme los valores de emisividad del suelo y la vegetación son más próximos.

6.3.5) En función de los resultados obtenidos, podemos decir que la corrección de los efectos angulares en la emisividad no resulta necesaria en el caso de coberturas vegetales elevadas. Sin embargo, en el caso de cultivos distribuidos en hileras, esta corrección debe ser tenida en cuenta.

6.3.6) Los modelos existentes asumen un comportamiento lambertiano para el suelo y la vegetación, por lo que las variaciones angulares se producen a la distinta geometría de observación. Aunque esta hipótesis resulte adecuada para el caso de la vegetación, para suelos desnudos se han observado valores decrecientes de la emisividad conforme aumenta el ángulo de observación. Estas variaciones no pueden ser reproducidas mediante los modelos existentes, ya que sólo son aplicables para zonas mezcla de suelo y vegetación, asumiendo la ya comentada hipótesis de suelo lambertiano.

Apéndice A

LA FUNCIÓN DE PLANCK

A finales del siglo pasado, la comunidad científica trataba de dar una explicación teórica a la distribución de energía de la radiación emitida por el cuerpo negro en diferentes longitudes de onda. Fue Max Planck quien en 1900, abandonando una de las ideas fundamentales de la teoría electromagnética clásica, propuso un modelo según el cual, para cada uno de los osciladores elementales que componen la materia, su energía viene dada por un número entero de la cantidad $h\nu$, siendo ν la frecuencia y h la llamada constante de Planck ($6.626 \cdot 10^{-34}$ J·s). Este postulado supuso el primer paso hacia el desarrollo de la Física Cuántica. Basándose en esta consideración Planck obtuvo la fórmula que proporcionaba correctamente la distribución de la energía radiante en función de la longitud de onda.

La función de Planck, al igual que muchas otras cantidades utilizadas en teledetección, puede encontrarse en la literatura con distintas notaciones, como por ejemplo $L^0(T)$, $L^B(T)$ o $B(T)$, siendo T la temperatura del cuerpo. Utilizando esta última notación, la función de Planck para la radiancia espectral de un cuerpo negro viene dada en función de la frecuencia por:

$$B_n(T) = \frac{2hm^{-3}c^{-2}}{\exp\left(\frac{hm}{kT}\right) - 1} \quad (\text{A.1})$$

donde k es la constante de Stefan-Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$), c es la velocidad de la luz ($2.9979 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$) y T es la temperatura absoluta del cuerpo negro en K.

Cuando se trabaja en teledetección en la región del infrarrojo térmico, es muy común utilizar la función de Planck expresada en términos de la longitud de onda en lugar de la frecuencia:

$$B_l(T) = \frac{c_1 l^{-5}}{\exp\left(\frac{c_2}{kT}\right) - 1} \quad (\text{A.2})$$

donde c_1 y c_2 son las llamadas constantes de radiación y vienen dadas por $c_1 = 2hc^2 = 1.19104 \cdot 10^8 \text{ W } \mu\text{m}^4 \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ y $c_2 = hc/k = 14387.7 \cdot 10^4 \text{ } \mu\text{m K}$, estando λ expresada en μm . De esta forma, las unidades correspondientes a la función de Planck son $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Para una mayor información acerca del desarrollo y las propiedades de la función de Planck el lector interesado puede consultar, entre muchos otros, a Eisberg and Resnick (1976), Jain (1991, 1996) y Lawson (1997).

Apéndice B

LA LEY DE KIRCHHOFF

En general una fuente de radiación está rodeada por otros, de modo que además de comportarse como un emisor de radiación también se comporta como un receptor. Su temperatura varía en función de la magnitud de las energías emitida y absorbida. Se dice que existe equilibrio de radiación si éstas son iguales, independientemente de la longitud de onda considerada.

Si se introduce un cuerpo en una cavidad de radiación en la que se tiene radiación de cuerpo negro, $B_\lambda(T)$, y se deja evolucionar el sistema hasta que quede restablecido el equilibrio a la temperatura T , el resultado es equivalente a la modificación de las paredes de la cavidad, de modo que no varía el campo de radiación. Sin embargo, si se considera que, en general, el cuerpo absorbe una fracción α_λ del flujo radiante ϕ_λ incidente sobre dS en cualquier dirección y emite su propia radiancia L_λ , se llega a la siguiente expresión:

$$(1 - \alpha_\lambda) B_\lambda(T) + L_\lambda = B_\lambda(T) \quad (\text{B.1})$$

que conduce a la solución:

$$L_{\lambda} = \alpha_{\lambda} B_{\lambda}(T), \quad 0 \leq \alpha_{\lambda} \leq 1 \quad (\text{B.2})$$

Para una determinada longitud de onda λ , si el cuerpo situado en el interior de la cavidad se encuentra en equilibrio de radiación, entonces la energía absorbida por el cuerpo será igual a la energía emitida:

$$L_{\lambda} (\text{absorbida}) = \alpha_{\lambda} B_{\lambda}(T) = L_{\lambda} (\text{emitida}) = \epsilon_{\lambda} B_{\lambda}(T) \quad (\text{B.3})$$

De la ecuación anterior es inmediato obtener la siguiente relación:

$$\alpha_{\lambda} = \epsilon_{\lambda} \quad (\text{B.4})$$

que constituye la ley de Kirchhoff. Es decir, para cada longitud de onda, el coeficiente de absorción α_{λ} de una superficie es igual a la emisividad ϵ_{λ} de esta misma superficie a la misma temperatura.

Teniendo en cuenta que, por simple conservación de la energía, la reflectividad, la transmisividad y la absorptividad suman la unidad, $\alpha_{\lambda} + \rho_{\lambda} + \tau_{\lambda} = 1$, y que para una superficie opaca la transmisividad es cero, es posible obtener la siguiente relación entre emisividad y reflectividad:

$$\epsilon_{\lambda} = 1 - \rho_{\lambda} \quad (\text{B.5})$$

donde se ha considerado la ley de Kirchhoff dada por la Ecuación (B.4). La expresión dada por la Ecuación (B.5) es la utilizada para obtener valores de emisividad de la superficie a partir de medidas de reflectividad, por ejemplo a la hora de utilizar los valores correspondientes a las muestras incluidas en la librería espectral de ASTER.

La Ecuación (B.5) se cumple bajo condiciones de equilibrio térmico y homogeneidad térmica de la superficie. En casos reales, ninguna superficie es totalmente homogénea desde el punto de vista térmico. Una revisión de los errores cometidos debido a la violación de la ley de Kirchhoff para superficies heterogéneas puede consultarse en Badenas (1997).

Apéndice C

DESARROLLO TEÓRICO DEL ALGORITMO BIANGULAR

Para obtener un algoritmo biangular operativo que nos permita estimar la TST a partir de observaciones en un mismo canal pero con dos ángulos de observación distintos, llamados comúnmente nadir (0°) y forward (θ), seguiremos el desarrollo propuesto por Sobrino et al. (1996). Consideremos la Ecuación (4.3) aplicada a un mismo canal pero para dos ángulos de observación distintos :

$$B(T_n) = \varepsilon_n \tau_n B(T_s) + a_0 B(T_{an}) \quad (C.1)$$

$$B(T_f) = \varepsilon_f \tau_f B(T_s) + a_1 B(T_{af}) \quad (C.2)$$

donde el subíndice que hace referencia al canal se ha omitido por simplicidad y los subíndices 'n' y 'f' hacen referencia a los ángulos nadir y forward respectivamente. Los coeficientes a_0 y a_1 vienen dados por:

$$a_0 = 1 - \tau_n \tau^{53^\circ} - \varepsilon_n \tau_n (1 - \tau^{53^\circ}) \quad (C.3)$$

$$a_1 = 1 - \tau_f \tau^{53^\circ} - \varepsilon_f \tau_f (1 - \tau^{53^\circ}) \quad (C.4)$$

Multiplicando la Ecuación (C.1) por el coeficiente a_1 y la Ecuación (C.2) por el coeficiente a_0 , restando ambas ecuaciones y despejando $B(T_s)$, obtenemos la siguiente expresión:

$$B(T_s) = \frac{a_1}{a_2} B(T_n) - \frac{a_0}{a_2} B(T_f) - \frac{a_0 a_1}{a_2} [B(T_{an}) - B(T_{af})] \quad (C.5)$$

donde el coeficiente a_2 viene dado por:

$$a_2 = \varepsilon_n \tau_n (1 - \tau_f \tau^{53^\circ}) - \varepsilon_f \tau_f (1 - \tau_n \tau^{53^\circ}) \quad (C.6)$$

Para expresar la Ecuación (C.5) en términos de temperatura se linealiza la función de Planck a partir de un desarrollo en serie de Taylor alrededor de la temperatura T_n :

$$B(T_s) = B(T_n) + \left(\frac{\partial B(T)}{\partial T} \right)_{T_n} (T_s - T_n) \quad (C.7)$$

$$B(T_f) = B(T_n) + \left(\frac{\partial B(T)}{\partial T} \right)_{T_n} (T_f - T_n) \quad (C.8)$$

$$B(T_{an}) = B(T_n) + \left(\frac{\partial B(T)}{\partial T} \right)_{T_n} (T_{an} - T_n) \quad (C.9)$$

$$B(T_{af}) = B(T_n) + \left(\frac{\partial B(T)}{\partial T} \right)_{T_n} (T_{af} - T_n) \quad (C.10)$$

Sustituyendo las Ecuaciones (C.7) a (C.10) en la Ecuación (C.5) es posible obtener la siguiente expresión para T_s :

$$T_s = T_n + \frac{a_0}{a_2} (T_n - T_f) - \left(1 + \frac{a_0 - a_1}{a_2} \right) L_n - \frac{a_0 a_1}{a_2} (T_{an} - T_{af}) \quad (C.11)$$

donde el término L_n viene dado por la Ecuación (4.7). En este caso T_n y T_f representarán las temperaturas radiométricas medidas por el sensor para los ángulos de observación nadir y forward, respectivamente, mientras que T_{an} y T_{af}

representarán las temperaturas atmosféricas medidas en los dos ángulos de observación.

Aunque la Ecuación (C.11) nos permite obtener la TST en función de las medidas realizadas en dos ángulos de observación distintos, que es la base del método biangular, no resulta del todo operativa ya tanto los efectos atmosféricos como los de emisividad están incluidos en los coeficientes a_0 , a_1 y a_2 . Para separar ambos efectos y mostrar explícitamente en el algoritmo los términos correspondientes a la emisividad escribiremos los coeficientes de la siguiente forma:

$$\frac{a_0}{a_2} = \frac{1-t_n}{t_n-t_f} + \frac{1-t_n t^{53^\circ}}{t_n-t_f} \left[\frac{(1-e_n)(t_n-t_f) - \Delta e t_f (1-t_n)}{e_n(t_n-t_f) + \Delta e t_f (1-t_n t^{53^\circ})} \right] \quad (C.12)$$

$$1 + \frac{a_0 - a_1}{a_2} = \frac{(1-e_n)t^{53^\circ}(t_n-t_f) - \Delta e t_f^{53^\circ}(1-t_n)}{e_n(t_n-t_f) + \Delta e t_f (1-t_n t^{53^\circ})} \quad (C.13)$$

$$\frac{a_0 a_1}{a_2} = \frac{a_0}{a_2} \left\{ (1-t_f) + t_f (1-t^{53^\circ}) [(1-e_n) + \Delta e] \right\} \quad (C.14)$$

donde Δe representa la variación angular de la emisividad, dada por $\Delta e = (e_n - e_f)$. Considerando ahora que $e_n (\tau_n - \tau_f) \gg \Delta e \tau_f (1 - \tau_n \tau^{53^\circ})$ y que para la mayoría de las superficies naturales la emisividad al nadir en la ventana de los 10.5-12.5 μm es próxima a la unidad, se puede escribir que $e_n (\tau_n - \tau_f) + \Delta e \tau_f (1 - \tau_n \tau^{53^\circ}) \cong (\tau_n - \tau_f)$. De esta forma las Ecuaciones (C.12) a (C.14) pueden simplificarse como

$$\frac{a_0}{a_2} = a_0 + a_1(1-e_n) - a_2 \Delta e \quad (C.15)$$

$$1 + \frac{a_0 - a_1}{a_2} = b_1(1-e_n) - b_2 \Delta e \quad (C.16)$$

$$\frac{a_0 a_1}{a_2} = \mathbf{a}_0 (1 - \mathbf{t}_f) \quad (\text{C.17})$$

siendo α_0 , α_1 , α_2 , β_1 y β_2 cinco coeficientes que dependen sólo del tipo de atmósfera:

$$\mathbf{a}_0 = \frac{1 - \mathbf{t}_n}{\mathbf{t}_n - \mathbf{t}_f} \quad (\text{C.18})$$

$$\mathbf{a}_1 = \frac{1 - \mathbf{t}_n \mathbf{t}_f^{53^\circ}}{\mathbf{t}_n - \mathbf{t}_f} \quad (\text{C.19})$$

$$\mathbf{a}_2 = \mathbf{a}_0 \mathbf{a}_1 \mathbf{t}_f \quad (\text{C.20})$$

$$\mathbf{b}_1 = \mathbf{t}^{53^\circ} \quad (\text{C.21})$$

$$\mathbf{b}_2 = \mathbf{t}^{53^\circ} \mathbf{t}_f \mathbf{a}_0 \quad (\text{C.22})$$

Sustituyendo estas expresiones en la Ecuación (C.11) podemos obtener finalmente:

$$T_s = T_n + A(T_n - T_f) - B_0 + B_1(1 - \mathbf{e}_n) - B_2 \Delta \mathbf{e} \quad (\text{C.23})$$

siendo A, B₀, B₁ y B₂ los coeficientes biangulares dados por:

$$A = \alpha_0 \quad (\text{C.24})$$

$$B_0 = A(1 - \tau_f)(T_{an} - T_{af}) \quad (\text{C.25})$$

$$B_1 = \alpha_1(T_n - T_f) + \beta_1 L_n \quad (\text{C.26})$$

$$B_2 = \tau_f A B_1 \quad (\text{C.27})$$

Aunque la Ecuación (C.23) representa un algoritmo bicanal en el que se ha conseguido separar los efectos atmosféricos de los efectos de la emisividad, los algoritmos no pueden operar correctamente con un conjunto de coeficientes

constantes para todas las situaciones atmosféricas. Para solventar este hecho, es posible expresar los coeficientes en función del contenido en vapor de agua de la atmósfera (w). Según Sobrino et al. (1996) los coeficientes B_1 y B_2 siguen una relación lineal con el vapor de agua, de forma que podemos escribir:

$$B_1 = c_3 + c_4 w \quad (C.28)$$

$$B_2 = c_5 + c_6 w \quad (C.29)$$

La corrección atmosférica en este tipo de algoritmos se basa en la absorción diferencial, de forma que el efecto atmosférico es proporcional a la diferencia de valores en dos canales distintos o, en este caso, en dos ángulos de observación distintos. Sin embargo, también existen efectos no lineales que contribuyen al efecto atmosférico. Por lo tanto, es posible obtener una mayor precisión en la corrección atmosférica añadiendo un término cuadrático de la forma $(T_n - T_f)^2$. Incluyendo este término en la Ecuación (C.23) y teniendo en cuenta las Ecuaciones (C.28) y (C.29), podemos obtener el siguiente algoritmo bicanal para la estimación de la TST:

$$T_s = T_n + c_1(T_n - T_f) + c_2(T_n - T_f)^2 + c_0 + (c_3 + c_4 w)(1 - e_n) + (c_5 + c_6 w)\Delta e \quad (C.30)$$

donde los coeficientes c_0 a c_6 , llamados coeficientes biangulares, pueden obtenerse mediante una simulación. Cuando el algoritmo biangular desea aplicarse para la obtención de la TSM, bastará simplemente con considerar el algoritmo

$$T_s = T_n + c_1(T_n - T_f) + c_2(T_n - T_f)^2 + c_0 \quad (C.31)$$

ya que la emisividad del mar es conocida y próxima a la unidad.

REFERENCIAS

A

Abrams, M., y S. Hook (1995). Simulated ASTER data for geologic studies, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 33: 692-699.

Abrams, M. (2000). The Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer (ASTER): data products for the high spatial resolution imager on NASA's Terra platform, *International Journal of Remote Sensing*, 21(5): 847-859.

Apresyan, L. A., y Yu. A. Kravtsov (1996). *Radiation Transfer. Statistical and Wave Aspects*, Gordon and Breach Publishers, Amsterdam, Holanda, 456 pp.

Asrar, G., M. Fuchs, E. T. Kanemasu, y J. L. Hatfield (1984). Estimating absorbed photosynthetic radiation and leaf area index from spectral reflectance in wheat, *Argon J.*, 76: 300-306.

B

- Baillion, Y., y J.-Y. Labandibar (2003). Proposed system architecture for SPECTRA Earth Explorer Core Mission implementation, *IGARSS03 Symposium*, ISBN CD-ROM:0-7803-7930-6, Toulouse, France.
- Baret, F., y A. Olioso (1989). Estimation à partir de mesures de réflectance spectrale du rayonnement photosynthétiquement actif absorbé par une culture de ble, *Agronomie*, 9 : 885-895.
- Baret, F., B. Andrieu, y M. D. Steven (1993). Gap frequency and canopy architecture of sugar beet and wheat crops, *Agricultural and Forest Meteorology*, 65: 261-279.
- Barton, I.J. (1992). Satellite-derived surface temperatures – a comparison between operational, theoretical and experimental algorithms, *Journal of Applied Meteorology*, 31: 432-442.
- Bartsch, B., y J. Fischer (1997). Passive remote sensing of columnar water vapour content over land surfaces, MPI-report 234, Hamburg, ISBN 0937-1060.
- Becker, F. (1981). Angular reflectivity and emissivity of natural media in the thermal infrared bands, *Proc. First Int. Colloq. on Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing*, Les Colloques INRA, No. 5, pp. 57-72.
- Becker, F., y Z.-L. Li (1990). Temperature-independent spectral indices in thermal infrared bands, *Remote Sensing of Environment*, 32: 17-33.
- Becker, F., y Z.-L. Li (1995). Surface Temperature and Emissivity at Various Scales: Definition, Measurement and Related Problems, *Remote Sensing Reviews*, 12: 225-253.
- Berger, X. (1988). A simple model for computing the spectral radiance of clear skies, *Solar Energy*, 40(4): 321-333.

Boluda, R., V. Andreu, M. Moraleda, y J. Sánchez (1998). Factores ecológicos (geología, vegetación y clima) de la Comarca de La Plana de Requena-Utiel (Valencia). Vegetación y clima, *Anales de Edafología y Agrobiología*, vol. XLVII, 5-6, Madrid (España), pp. 903-917.

Brutsaert, W. (1975). On a derivable formula for long wave radiation from clear skies, *Water Resour. Res.*, 11: 742-744.

Buettner, K. J. K., y C. D. Kern (1965). The determination of infrared emissivities of terrestrial surfaces, *Journal of Geophysical Research*, 70: 1324-1337.



Camacho-De-Coca, F., M. T. Younis, M. A. Gilabert, y J. González-Piqueras (2001). Reflectance of Invariant Targets: Validation of In-Flight Hymap and DAIS Measurements, *DAISEX Final Results Workshop (SP-499)*, ESTEC, Holanda, pp. 133-141.

Camacho-De Coca, F., F. J. García-Haro, M. A. Gilabert, y J. Meliá (2004). Vegetation cover seasonal changes assessment from TM imagery in a semi-arid landscape, *International Journal of Remote Sensing*, 25(17): 3451-3476.

Carlson, T. N., y D. A. Ripley (1997). On the relation between NDVI, fractional vegetation cover, and leaf area index, *Remote Sensing of Environment*, 62: 241-252.

Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative Transfer*, Dover, New Cork.

Chapman, A. J. (1974). Transmisión del Calor, Ediciones INTERCIENCIA, Madrid, 488 pp.

Chen, J. M., y T. A. Black, (1992). Defining leaf area index for non-flat leaves, *Plant Cell Environ.*, 15: 421-429.

Cuenca, J., y J. A. Sobrino (2004). Experimental measurements for studying angular and spectral variation of thermal infrared emissivity, *Applied Optics*, 43(23): 4598-4602.

Czajkowski, K. P., S. N. Goward, D. Shirey, y A. Walz (2002). Thermal remote sensing of near-surface water vapor, *Remote Sensing of Environment*, 79: 253-265.

D

Dana, R. W. (1969). *Measurements of 8-14 μm emissivity of igneous rock and mineral surfaces*, Tesis Doctoral, University of Washington, USA.

Dash, P., F.-M. Göttsche, F.-S. Olesen, y H. Fischer (2002). Land surface temperature and emissivity estimation from passive sensor data: theory and practice - current trends, *International Journal of Remote Sensing*, 23(13): 2563-2594.

Davison, B. (1958). *Neutron Transport Theory*, Oxford University Press, London.

de Wit, C. T. (1965). Photosynthesis of leaf canopies, Agric. Res. Rep. No. 663. Pudoc, Wageningen, The Netherlands.

Deschamps, P. Y., y T. Phulpin (1980). Atmospheric correction of infrared measurements of sea surface temperature using channels at 3.7, 11 and 12 μm , *Boundary Layer Meteorology*, 18: 131-143.

Dubayah, R. O., E. F. Wood, T. E. Engman, K. P. Czajkowski, y M. Zion (2000). A remote sensing approach to macroscale hydrological modeling. En G. Schultz y E. Engman (eds), *Remote Sensing in Hydrology and Water Management*, Springer-Verlag, Berlin, pp. 85-102.

Duderstadt, J. J., y W. R. Martin (1979). *Transport Theory*, Wiley, New York.

Duncan, W. G., R. S. Loomis, W. A. Williams, y R. Hanau (1967). A model for simulating photosynthesis in plant communities, *Hilgardia*, 4: 181-205.

E

ESA (2001). *DAISEX Final Results Workshop*, ESA SP-499, ESA Publications Division, ESTEC, Holanda, 278 pp.

ESA (2004). SPECTRA – Surface Processes and Ecosystem Changes Through Response Analysis, ESA SP-1279 (2), ESA Publications Division, ESTEC, Holanda, 66 pp.

F

Fernández, G., L. Alonso, C. Cuñat, F. Camacho-De-Coca, J. Moreno, y F. Nerry (2001). Overall Validation of the Pre-Processed Data, *DAISEX Final Results Workshop* (SP-499), ESTEC, Holanda, pp. 143-151.

François, C., C. Ottlé, y L. Prévot (1997). Analytical parametrisation of canopy emissivity and directional radiance in the thermal infrared : Application on the retrieval of soil and foliage temperatures using two directional measurements, *International Journal of Remote Sensing*, 12 : 2587-2621.

French, A. N., T. J. Schmugge, y W. Kustas (2000). Discrimination of Senescent Vegetation Using Thermal Emissivity Contrast, *Remote Sensing of Environment*, 74: 249-254.

Frouin, R., P.-Y. Deschamps, y P. Lecomte (1989). Determination from space of atmospheric total water vapour amounts by differential absorption near 940 nm: Theory and Airborne Verification, *Journal of Applied Meteorology*, 29: 448-460.



- Gao, B. C., y F. H. Goetz (1990a). Column Atmospheric Water Vapor and Vegetation Liquid Water Retrievals From Airborne Imaging Spectrometer data, *Journal of Geophysical Research*, 95: 3549-3564.
- Gao, B. C., y F. H. Goetz (1990b). Determination of Total Column Water Vapor in the Atmosphere at High Spatial Resolution from AVIRIS data Using Spectral Curve Fitting and Band Rationing Techniques, in *SPIE - Imaging Spectroscopy of the Terrestrial Environment*, 1298: 138-149.
- Gao, B. C., K. B. Heidebrecht, y F. H. Goetz (1993a). Derivation of Scaled Surface Reflectance from AVIRIS Data, *Remote Sensing of Environment*, 44: 165-178.
- Gao, B. C., F. H. Goetz, E. R. Westwater, J. E. Conel, y R. O. Green (1993b). Possible Near-IR channels for remote sensing of precipitable water vapour from geostationary satellite platforms, *Journal of Applied Meteorology*, 32: 1791-1801.
- García-Haro, F. J., S. Sommer, y T. Kemper (2003). Variable multiple endmember spectral mixture analysis (VMESMA): a high performance computing and environment analysis tool, *International Journal of Remote Sensing* (en revisión).
- Gastellu-Etchegorry, J. P., V. Demarez, V. Pinel, y F. Zagolski (1996). Modeling radiative transfer in heterogeneous 3-D vegetation canopies, *Remote Sensing of Environment*, 58: 131-156.
- Gastellu-Etchegorry, J. P., P. Guillevic, F. Zagolski, V. Demarez, V. Trichon, D. Deering, y M. Leroy (1999). Modeling BRDF and radiation regime of tropical and boreal forests, Part I, BRDF, *Remote Sensing of Environment*, 68: 281-316.

- Gazaryan, Y. L. (1969). One-dimensional propagation of a wave in a medium with random inhomogeneities, *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*, 56(6): 1856-1878.
- Gerstl, S. A. W., y C. Simmer (1986). Radiation physics and modelling for off-nadir satellite sensing of non-Lambertian surfaces, *Remote Sensing of Environment*, 20: 1-29.
- Gilbert, M. A., S. Gandia, y J. Melia (1996). Analysis of spectral-biophysical relationships for a corn canopy, *Remote Sensing of Environment*, 55: 11-20.
- Gitelson, A. A., Y. J. Kaufman, R. Stark, y D. Rundquist (2002). Novel algorithms for remote sensing estimation of vegetation fraction, *Remote Sensing of Environment*, 80: 76-87.
- Gillespie, A. R. (1985). Lithologic mapping of silicate rocks using TIMS, *The TIMS Data User's Workshop*, JPL Pub. 86-38, pp. 29-44.
- Gillespie, A., S. Rokugawa, T. Matsunaga, J. S. Cothorn, S. Hook, y A. B. Kahle (1998). A temperature and emissivity separation algorithm for advanced spaceborne thermal emission and reflection radiometer (ASTER) images, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36: 1113-1126.
- Goel, N. S., y D. E. Strebel, (1983). Inversion of vegetation canopy reflectance models for estimating agronomic variables. I. Problem definition and initial results using the Suits model, *Remote Sensing of Environment*, 13: 487-507.
- Goetz, S. J., S. D. Prince, J. Small, y A. C. R. Gleason (2000). Interannual variability of global terrestrial primary production: results of a model driven with satellite observations, *Journal of Geophysical Research*, 105: 20077-91.
- Goita, K., y A. Royer (1997). Surface temperature and emissivity separability over land surface from combined TIR and SWIR AVHRR data, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35(3): 718-733.

Guillevic, P., J. P. Gastellu-Etchegorry, J. Demarty, y L. Prévot (2003). Thermal infrared radiative transfer within three-dimensional vegetation covers, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 108, No. D8, 4248, doi:10.1029/2002JD2247.

Gu, D., y A. Gillespie (2000). A new approach for temperature and emissivity separation, *International Journal of Remote Sensing*, 21(10): 2127-2132.

Gutschick, V. P., y F. W. Weigel (1984). Radiation transfer in vegetative canopies and other layered media: Rapidly solvable extract integral equation not requiring Fourier resolution, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 31: 71-92.



Haboudane, D., J. R. Miller, E. Pattey, P. J. Zarco-Tejada, y I. B. Strachan (2004). Hyperspectral vegetation indices and novel algorithms for predicting green LAI of crop canopies: Modeling and validation in the context of precision agriculture, *Remote Sensing of Environment*, 90: 337-352.

Harris, R.A., y Battrick, B. (eds) (2001). SPECTRA – Surface Processes and Ecosystem Changes Through Response Analysis, ESA SP-1257(5), ESA Publications Division, ESTEC, Noordwijk, Holanda.

Hook, S. J., A. R. Gabell, A. A. Green, y P. S. Kealy (1992). A Comparison of Techniques for Extracting Emissivity Information from Thermal Infrared Data for Geologic Studies, *Remote Sensing of Environment*, 42: 123-135.




IPCC (2001). *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 881 pp.

J

- Jackson, R. D., R. J. Reginato, P. J. Pinter, y S. B. Idso (1979). Plant canopy information extraction from composite scene reflectance of row crops, *Applied Optics*, 18: 3775-3782.
- Jiménez-Muñoz, J. C. (2002). Estimación de la Temperatura de la Superficie Terrestre a Partir de Datos DAIS: La Experiencia DAISEX, Trabajo de Investigación, Unviersitat de València, Valencia, 174 pp.
- Jiménez-Muñoz, J. C., y J. A. Sobrino (2003). A generalizad single-channel method for retrieving land surface temperature from remote sensing data, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 108, No. D22, doi:10.1029/2003JD003480.
- Jiménez-Muñoz, J. C., J. A. Sobrino, A. Gillespie, y D. Sabol (2003). Separación emisividad/temperatura a partir de datos DAIS y aplicación del contraste espectral para discriminar distintos tipos de vegetación, *Revista de Teledetección*, 19: 51-58.
- Jiménez-Muñoz, J. C., y J. A. Sobrino (2004a). Error sources on the land surface temperature retrieved from thermal infrared single channel remote sensing data, *International Journal of Remote Sensing* (aceptado).
- Jiménez-Muñoz, J. C., y J. A. Sobrino (2004b). Atmospheric water vapour content retrieval from visible and thermal data in the framework of the DAISEX campaigns, *International Journal of Remote Sensing* (en revisión).
- Justice, C., A. Belward, J. Morisette, P. Lewis, J. Privette, y F. Baret (2000). Developments in the 'validation' of satellite sensor products for the study of the land surface, *International Journal of Remote Sensing*, 21(17): 3383-3390.

K

- Kahle, A. B., D. P. Madura, y J. M. Soha (1980). Middle infrared multispectral aircraft scanner data analysis for geological applications, *Applied Optics*, 19: 2279-2290.
- Kaufman, Y. J., y B. C. Gao (1992). Remote sensing of water vapor in the near IR from EOS/MODIS, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 30: 1-27.
- Kaufman, Y. J., y D. Tanre (1992). Atmospherically resistant vegetation index (ARVI) for EOS-MODIS, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 30: 261-270.
- Kealy, P. S., y A. R. Gabell (1990). Estimation of emissivity and temperature using alpha coefficients, *Proceedings of the Second TIMS Workshop*, JPL Publications 90-55, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, CA, pp. 11-15.
- Kealy, P. S., y S. J. Hook (1993). Separating temperature and emissivity in the thermal infrared multispectral scanner data: Implications for recovering land surface temperatures, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 31(6): 1155-1164.
- Kemper, T., F. J. García-Haro, H. Preissler, W. Mehl, S. Sommer (2000). A multiple endmember unmixing approach for mapping heavy metal contamination after the Doñana mining accident, *2nd EARSeL Workshop on Imaging Spectroscopy*, Enschede, Holanda.
- Kerr, Y. H., J. P. Lagouarde, F. Nerry, y C. Ottlé (2004). Land surface temperature retrieval techniques and applications: case of AVHRR, *Thermal Remote Sensing in Land Surface Processes*, D. A. Quattrochi y J. C. Luvall (eds), CRC Press, Florida, USA, pp. 33-109.
- Kimes, D. S. (1980). Effects of vegetation canopy structure on remotely sensed canopy temperature, *Remote Sensing of Environment*, 10: 165-174.
- Kimes, D. S., S. B. Idso, P. J. Pinter, R. D. Jackson, y R. J. Reginato (1980). Complexities of nadir-looking radiometric temperature measurements of plant canopies, *Applied Optics*, 19: 2162-2168.

- Kimes, D. S., y J. A. Kirchner (1983). Directional radiometric measurements of row-crop temperatures, *International Journal of Remote Sensing*, 4(2): 299-311.
- Kleespies, T. J., y L. M. McMillin (1990). Retrieval of precipitable water from observations in the split window over varying surface temperature, *Journal of Applied Meteorology*, 29: 851-862.
- Kneizys, F. X., L. W. Abreu, G. P. Anderson, J. H. Chetwynd, E. P. Shettle, A. Berk, L. S. Bernstein, D. C. Robertson, P. Acharya, L. S. Rothman, J. E. A. Selby, W. O. Gallery, y S. A. Clough (1996). *The MODTRAN 2/3 Report and LOWTRAN 7 MODEL*, Modtran Report, Philips Laboratory (F19628-91-C-0132), USA.
- Kondratyev, K. Y. (1969). *Radiation in the Atmosphere*, New York, San Francisco, London: Academic Press.
- Kreith, F. (1965). Transmisión del Calor por Radiación, International Textbook Company, Scranton, Pennsylvania, 281 pp.
- Kuusk, A. (1985). The hot spot effect of a uniform vegetative cover, *Soviet Journal of Remote Sensing*, 3: 645-658.
- 
- Labeled, J., y P. Stoll (1991). Angular variation of land surface spectral emissivity in the thermal infrared: laboratory investigations on bare soils, *International Journal of Remote Sensing*, 12: 2299-2310.
- Lakshmi, V., y J. Susskind (2001). Utilization of satellite data in land surface hydrology: Sensitivity and assimilation, *Hydrol. Process.*, 15: 877-92.
- Lang, A. R. (1991). Application of some of Cauchy's theorems to estimation of surface areas of leaves, needles, and branches of plants, and light transmittance, *Agricultural and Forest Meteorology*, 55: 191-212.

- Lenoble, J. (1993). *Atmospheric Radiative Transfer*, A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, USA, 532 pp.
- Li, Z.-L., F. Becker, M. P. Stoll, y Z. Wan (1999). Evaluation of Six Methods for Extracting Relative Emissivity Spectra from Thermal Infrared Images, *Remote Sensing of Environment*, 69: 197-214.
- Li, Z.-L., L. Jia, Z. Su, Z. Wan, y R. Zhang (2003). A new approach for retrieving precipitable water from ATSR2 split-window channel data over land area, *International Journal of Remote Sensing*, 24(24): 5095-5117.
- Liang, S. (2001). An optimization algorithm for separating land surface temperature and emissivity from multispectral thermal infrared imagery, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(2): 264-274.
- Luquet, D., J. Dautat, A. Vidal, P. Clouvel, y A. Bégué (2001). 3D simulation of leaves temperature in a cotton-row crop : toward an improvement of thermal infrared signal interpretation to monitor crop water status, *8th International Symposium Physical Measurements & Signatures in Remote Sensing (ISPRS, ed.)*, Aussois, France, pp. 493-499.
- Luquet, D. (2002). *Suivi de l'état hydrique des plante par infrarouge thermique: Analyze expérimentale et modélisation 3D de la variabilité thermique au sein d'une culture en rang de cotomier*, Tesis Doctoral, Institut National Agronomique Paris Grignon, París, Francia, 164 pp.
- M**
- Masuda, K., T. Takashima, y Y. Takayama (1988). Emissivity of pure sea waters for the model sea surface in the infrared window regions, *Remote Sensing of Environment*, 24: 313-329.
- Matsumoto-Moriyama, M., y L. Arai (1992). An inversion for emissivity-temperature separation with ASTER data, COSPAR, Washington, DC, USA.

- Matsumoto-Moriyama, M., y L. Arai (1994). Iterative estimation of the earth surface temperature and emissivity, COSPAR, Hamburg, Alemania.
- McClain, E. P., W. G. Pichel, y C. C. Walton (1985). Comparative performance of AVHRR-Based multichannel sea surface temperatures, *Journal of Geophysical Research*, 90(11): 587-601.
- McGuire, M. J., L. K. Balick, J. A. Smith, y B. A. Hutchison (1989). Modeling directional radiance from a forest canopy, *Remote Sensing of Environment*, 27: 169-186.
- McMillin, L. M. (1975). Estimation of sea surface temperature from two infrared window measurements with different absorption, *Journal of Geophysical Research*, 80: 5113-5117.
- McMillin, L. M., y D. S. Crosby (1984). Theory and validation of the multiple window sea surface temperature technique, *Journal of Geophysical Research*, 89(C3): 3655-3661.
- Monteith, J. L. (1965). Light distribution and photosynthesis in field crops, *Ann. Bot. (London) [N.S.]* 29: 17-37.
- Moreno, J., V. Caselles, J. A. Martínez-Lozano, J. Meliá, J. A. Sobrino, A. Calera, F. Montero, y J. M. Cisneros (2001). The Measurement Programme at Barrax, *DAISEX Final Results Workshop* (ESA SP-499), ESTEC, Holanda, pp. 43-51.
- Müller, A., P. Gege, y T. Cocks (2001). The Airborne Imaging Spectrometers Used in DAISEX, *DAISEX Final Results Workshop* (SP-499), ESTEC, Holanda, pp. 3-6.
- Myneni, R. B., G. Asrar, y E. T. Kanemasu, (1989). The theory of photon transport in leaf canopies, en *Theory and Applications of Optical Remote Sensing*, G. Asrar (ed), John Wiley & Sons, Inc., USA, pp.142-204.

N

- Nerry, F., J. Labed, y M. P. Stoll (1990a). Spectral properties of lands surfaces in the thermal infrared band. Part I: Laboratory measurements of absolute spectral emissivity and reflectivity signatures, *Journal of Geophysical Research*, 95: 7027-7044.
- Nerry, F., J. Labed, y M. P. Stoll (1990b). Spectral properties of lands surfaces in the thermal infrared band. Part II: Field method for spectrally averaged emissivity measurements, *Journal of Geophysical Research*, 95: 7027-7044.
- Ni, W., X. Li, C. E. Woodcock, M. R. Caetano, y A. H. Strahler (1999). An Analytical Hybrid GORT Model for Bidirectional Reflectance Over Discontinuous Plant Canopies, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37(2): 987-999.
- Nicodemus, F., J. Richmond, J. Hsia, I. Ginsberg, y T. Limperis (1977). *Geometrical Considerations and Nomenclature for Reflectance*, Washington, DC: Hemisphere.
- Nilson, T. (1971). A theoretical analysis of the frequency of gaps in plant stands, *Agricultural and Forest Meteorology*, 8: 25-38.
- Nilson, T., y A. Kusk (1989). A reflectance model for the homogeneous plant canopy and its inversion, *Remote Sensing of Environment*, 27: 157-167.
- Norman, J. M. (1980). Interfacing leaf and canopy light interception models. En *Predicting Photosynthesis for Ecosystem Models*, J. D. Hesketh y J. W. Jones (eds.), Vol. II. CRC Press, Boca Raton, Florida, pp. 49-67.
- Norman, J. M., y J. M. Welles (1983). Radiative transfer in an array of canopies, *Agronomy J.*, 75: 481-488.

O

- O'Donell, G. M., K. P. Czajkowski, R. O. Dubayah, y D. Lettenmaier (2000). Macroscale hydrological modeling using remotely sensed inputs: Application to the Ohio River basin, *Journal of Geophysical Research*, 105: 12499-516.
- Olioso, A. (1995). Simulating the relationship between thermal emissivity and the normalized difference vegetation index, *International Journal of Remote Sensing*, 16: 3211-3216.
- Olioso, A., H. Chauki, D. Courault, y J.-P. Wigneron (1999). Estimation of evapotranspiration and photosynthesis by assimilation of remote sensing data into SVAT models, *Remote Sensing of Environment*, 68: 341-356.

P

- Payan, V., y Royer, A. (2004). Analysis of Temperature Emissivity Separation (TES) algorithm applicability and sensitivity, *International Journal of Remote Sensing*, 25(1): 15-38.
- Petit, J. R., J. Jouzel, D. Raynaud, N. I. Barkov, J.-M. Barnola, I. Basile, M. Bender, J. Chappellaz, M. Davis, G. Delaygue, M. Delmotte, V. M. Kotlyakov, M. Legrand, V. Y. Lipenkov, C. Lorius, L. Pepin, C. Ritz, E. Saltzman, y M. Stievenard (1999). Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica, *Nature*, 399: 429-436.
- Pinheiro, A. (2003). *Directional Effects in Observations of AVHRR Land Surface Temperature Over Africa*, Tesis Doctoral, Universidade Nova de Lisboa, Lisboa, Portugal, 234 pp.
- Prata, A. J. (1993). Land surface temperatures derived from the AVHRR and ATSR, 1, Theory, *Journal of Geophysical Research*, 89:(16): 689-702.

Prata, A. J. (1994). Land surface temperatures derived from the advanced very high resolution radiometer and the along-track scanning radiometer, *Journal of Geophysical Research*, 99: 13025-13058.

Prata, A. J. (2000). Precipitable Water Retrieval from Multi-Filter Rotating Shadowband Radiometer Measurements, *CSIRO Atmospheric Research Technical Paper*, no. 74, CSIRO, Australia.

Prentice, I. C., G. D. Farquhar, M. J. R. Fasham, M. L. Goulden, M. Heimann, V. J. Jaramillo, H. S. Khesghi, C. Le Quere, R. J. Scholes, y D. W. R. Wallace (2001). *The Carbon Cycle and Atmospheric Carbon Dioxide, Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, J. T. Houghton et al. (eds), Cambridge, UK & New York, USA, 881 pp.

Prévoit, L. (1985). *Modélisation des échanges radiatifs au sein des couverts végétaux – Application à la télédétection – Validation sur un couvert de mäs*, Tesis Doctoral, Universidad de París VI, 135 pp.

Price, J. C. (1984). Land surface temperature measurements from the split window channels of the NOAA 7 AVHRR, *Journal of Geophysical Research*, 89: 7231-7237.



Qin, Z., A. Karnieli, y P. Berliner (2001). A mono-window algorithm for retrieving land surface temperatura from Landsat TM data and its application to the Israel-Egypt border region, *International Journal of Remote Sensing*, 22(18): 3719-3746.

Quattrochi, D. A., y J. C. Luvall (2004). *Thermal Remote Sensing in Land Surface Processes*, CRC Press, Florida, USA, pp. 440.

R

- Rees, W. G., y S. P. James (1992). Angular variation of the infrared emissivity of ice and water surfaces, *International Journal of Remote Sensing*, 13: 2873-2886.
- Rees, W. G. (2001). *Physical Principles of Remote Sensing*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, pp. 343.
- Richter, R. (2001). Atmospheric Correction Methodology for Imaging Spectrometer Data, *DAISEX Final Results Workshop (SP-499)*, ESTEC, Holanda, pp. 97-109.
- Richter, R., y A. Müller (2001). Vicarious Calibration of Imaging Spectrometers in the Reflective Region, *DAISEX Final Results Workshop (SP-499)*, ESTEC, Holanda, pp. 111-115.
- Richter, R., y C. Coll (2002). Bandpass-resampling effects for the retrieval of surface emissivity, *Applied Optics*, 41(18): 3523-3529.
- Roberts, D. A., M. Gardner, R. Church, S. Ustin, G. Scheer, y R. O. Green (1998). Mapping chaparral in the santa monica mountains using multiple endmember spectral mixture models, *Remote Sensing of Environment*, 65: 267-279.
- Ross, J., y T. Nilson, T. (1968). A mathematical model of radiation regime of plant cover. En *Actinometry and Atmospheric Optics*, Valgus Publ., Tallinn, Estonia, pp. 263-281.
- Ross, J. (1981). *The Radiation Regime and Architecture of Plant Sands*, Junk Publ., The Netherlands.
- Roujean, J., M. Leroy, y P. Deschamps (1992). A bidirectional reflectance model of the earth's surface for correction of remote sensing data, *Journal of Geophysical Research*, 97: 20455-20468.

Rubio, E., V. Caselles, y C. Badenas (1997). Emissivity measurements of several soils and vegetation types in the 8-14 μm wave band: Analysis of two field methods, *Remote Sensing of Environment*, 59: 490-521.

Rubio, E., V. Caselles, C. Coll, E. Valor, y F. Sospedra (2003). Thermal-infrared emissivities of natural surfaces: improvements on the experimental set-up and new measurements, *International Journal of Remote Sensing*, 24(24): 5379-5390.

S

Sabol, D. E., A. R. Gillespie, J. B. Adams, M. O. Smith, C. J. Tucker (2002). Structural stage in Pacific Northwest forests estimated using simple mixing models of multispectral images, *Remote Sensing of Environment*, 80: 1-16.

Salisbury, J. W., y M. D'Aria (1992). Emissivity of terrestrial materials in the 8-14 μm atmospheric window, *Remote Sensing of Environment*, 42: 83-106.

Scott, N. A., y A. Chedin (1981). A fast line by line method for atmospheric absorption computations: The Automated Atmospheric Absorption Atlas, *Journal of Meteorology*, 20: 802-812.

Sellers, O. J., F. G. Hall, H. Margolis, B. Kelly, D. Baldocchi, J. DenHartog, J. Cihlar, M. Rayan, B. Goodison, P. Crill, J. Ranson, D. Lettenmaier, y D. Wickland (1995). The Boreal Ecosystem Atmosphere Study (BOREAS): an overview and early results from the 1994 field year, *Bull. of Amer. Meteorol. Soc.*, 76(9): 1549-1577.

Slater, P. N. (1980). *Remote Sensing, Optics and Optical System*, Addison-Wesley, Reading, MA, pp. 246-247.

Smith, J. A., K. J. Ranson, D. Nguyen, L. Balick, L. E. Link, L. Fritschen, y B. Hutchison (1981). Thermal vegetation canopy model studies, *Remote Sensing of Environment*, 11: 311-326.

- Snyder, W. C., y Z. Wan (1998). BRDF models to predict spectral reflectance and emissivity in the thermal infrared, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36: 214-225.
- Sobrino, J. A. (1989). *Desarrollo de un Modelo Teórico para Interpretar la Medida de Temperatura Realizada Mediante Teledetección. Aplicación a un Campo de Naranjos*, Tesis Doctoral, Univesitat de València, Valencia, 170 pp.
- Sobrino, J. A., y V. Caselles (1989). Medida mediante el método de la caja de la emisividad en la banda espectral de los 8-14 μm de algunos suelos agrícolas y de la vegetación, *Anales de Física*, 85: 220-227.
- Sobrino, J. A., V. Caselles, y F. Becker (1990). Significance of the remotely sensed thermal infrared measurements obtained over a citrus orchad, *ISPRS Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, 44: 343-354.
- Sobrino, J. A., C. Coll, y V. Caselles (1991). Atmospheric correction for land surface temperatura using NOAA-11 AVHRR channels 4 and 5, *Remote Sensing of Environment*, 38: 19-34.
- Sobrino, J. A., Z.-L. Li, y P. Stoll (1993a). Impact of the atmospheric transmittance and total water vapor content in the algorithms for estimating satellite sea surface temperatures, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 31: 946-952.
- Sobrino, J. A., V. Caselles, y C. Coll (1993b). Theoretical split window algorithms for determining the actual surface temperature, *Il Nouvo Cimento*, 16: 219-236.
- Sobrino, J. A., Z.-L. Li, M. P. Stoll, y F. Becker (1994). Improvements in the Split-Window Technique for Land Surface Temperature Determination, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 32: 243-253.
- Sobrino, J. A., Z.-L. Li, M. P. Stoll, y F. Becker (1996). Multi-channel and multi-angle algorithms for estimating sea and land surface temperature with ATSR data, *International Journal of Remote Sensing*, 17: 2089-2114.

- Sobrino, J. A., N. Raissouni, y A. Lobo (1997). Monitoring the Iberian Peninsula land cover using NOAA-AVHRR data, *Physical measurements and signatures in remote sensing*, Rotterdam, Balkema, pp. 787-794.
- Sobrino, J. A., M. Olmeda, y N. Raissouni (1998). Aplicación de la técnica de composición del máximo NDVI al seguimiento de la cobertura terrestre en la Península Ibérica, *Revista de Teledetección*, 10: 19-29.
- Sobrino, J. A., y J. Cuenca (1999). Angular variation of emissivity for some natural surfaces from experimental measurements, *Applied Optics*, 38: 3931-3936.
- Sobrino, J. A. (ed) (2000). *Teledetección*, Servei de Publicacions de la Universitat de València, Valencia, 447 pp.
- Sobrino, J. A., y N. Raissouni (2000). Toward remote sensing methods for land cover dynamic monitoring: application to Morocco, *International Journal of Remote Sensing*, 21(2): 353-366.
- Sobrino, J. A., N. Raissouni, y Z.-L. Li (2001). A Comparative Study of Land Surface Emissivity Retrieval from NOAA Data, *Remote Sensing of Environment*, 75: 256-266.
- Sobrino, J. A., Z.-L. Li, G. Soria, y J. C. Jiménez (2002a). Land surface temperature and emissivity retrieval from remote sensing data, *Recent Res. Devel. Geophysics*, 4: 21-44.
- Sobrino, J. A., J. C. Jiménez-Muñoz, J. Labed-Nachbrand, y F. Nerry (2002b). Surface emissivity retrieval from Digital Airborne Imaging Spectrometer data, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 107, No. D23, 4729, doi:10.1029/2002JD002197.
- Sobrino, J. A., J. El Kharraz, y Z.-L. Li (2003a). Surface temperature and water vapour retrieval from MODIS data, *International Journal of Remote Sensing*, 24(24): 5161-5182.

- Sobrino, J. A., J. C. Jiménez-Muñoz, J. El-Kharraz, M. Gómez, M. Romaguera, y G. Sòria (2003b). Analyzing angular and up-scaling effects in the thermal infrared region from DAIS data, *Geophysical Research Abstracts*, Niza, Francia, Vol. 5, 14048.
- Sobrino, J. A., J. C. Jiménez-Muñoz, y L. Paolini (2004a). Land surface temperature retrieval from LANDSAT TM 5, *Remote Sensing of Environment*, 90: 434-440.
- Sobrino, J. A., G. Sòria, y A. J. Prata (2004b). Surface temperature retrieval from Along Track Scanning Radiometer 2 data: Algorithms and validation, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 109, D11101, doi: 10.1029/2003JD004212.
- Sobrino, J. A., J. C. Jiménez-Muñoz, J. El-Kharraz, M. Gómez, M. Romaguera, y G. Sòria (2004c). Single-channel and two-channel methods for land surface temperature retrieval from DAIS data and its application to the Barrax site, *International Journal of Remote Sensing*, 25(1): 215-230.
- Stoll, M. (1993). *Restitution de la température de surface par télédétection aéroportée dans le cadre de Hapex-Mobilhy*, Tesis Doctoral, Universidad Paul Sabatier, Toulouse, Francia.
- Sun, D., y R. T. Pinker (2003). Estimation of land surface temperature from a Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES-8), *Journal of Geophysical Research*, Vol. 108, No. D11, doi: 10.1029/2002JD002422.
- Sutherland, R. A., y J. F. Bartholic, (1977). Significance of Vegetation in Interpreting Thermal Radiation from a Terrestrial Surface, *Journal of Applied Meteorology*, 16(8): 759-763.

T

- Testi, L., F. J. Villalobos, y F. Orgaz (2004). Evapotranspiration of a young irrigated olive orchard in southern Spain, *Agricultural and Forest Meteorology*, 121: 1-18.
- Tonooka, H., F. Sakuma, M. Kudoh, y K. Iwafune (2004). ASTER/TIR onboard calibration status and user-based recalibration, *Proceedings of SPIE*, Vol. 5234, pp. 191-201.

U

- Ulivieri, C., M. M. Castronuovo, R. Francioni, y A. Cardillo (1994). A split window algorithm for estimating land surface temperature from satellites, *Advances in Space Research*, 14(3): 59-65.

V

- Van de Griend, A. A., y M. Owe (1993). On the relationship between thermal emissivity and the normalized difference vegetation index for natural surfaces, *International Journal of Remote Sensing*, 14(6): 1119-1131.
- Verhoef, W., y N. J. J. Bunnik (1981). Influence of crop geometry on multispectral reflectance determined by the use of canopy reflectance models, *Proc. Int. Coll. Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing*, Avignon, Francia.
- Verhoef, W. (1984). Light scattering by leaf layers with application to canopy reflectance modeling: The SAIL model, *Remote Sensing of Environment*, 16: 125-141.
- Verhoef, W. (1998). *Theory of radiative transfer models applied in optical remote sensing of vegetation canopies*, Tesis Doctoral, Wageningen Agricultural University, Holanda.

Verhoef, W. (2002). Improved modelling of multiple scattering in leaf canopies: the model SAIL++, *Proc. 1st Int. Symp. on Recent Advances in Quantitative Remote Sensing*, Valencia, pp. 11-20.

Verhoef, W., Q. Xiao, L. Jia, y Z. Su (2004). Extension of SAIL to a 4-component optical-thermal radiative transfer model simulating thermodynamically heterogenous canopies, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* (por enviar).



Wan, Z., y J. Dozier (1989). Land-surface temperature measurement from space: Physical principles and inverse modeling, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 27: 268-278.

Wan, Z., y Z.-L. Li (1997). A Physics-Based Algorithm for Retrieving Land-Surface Emissivity and Temperature from EOS/MODIS Data, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35(4): 980-996.

Wanner, W., X. Li, y A. Strahler (1995). On the derivation of kernels for kernel-driven models of bidirectional reflectance, *Journal of Geophysical Reserach*, 100: 21077-21089.

Watson, K., F. Kruse, y S. Hummer-Miller (1990). Thermal infrared exploration in the Carlin trend, *Geophysics*, 55(1): 70-79.

Watson, K. (1992). Spectral ratio method for measuring emissivity, *Remote Sensing of Environment*, 42: 113-116.

Weiss, M., F. Baret, G. J. Smith, I. Jonckheere, y P. Coppin, (2004). Review of methods for in situ leaf area index (LAI) determination Part II. Estimation of LAI, errors and sampling, *Agricultural and Forest Meteorology*, 121: 37-53.

Z

Zarco-Tejada, P. J., J. R. Miller, T. L. Noland, G. H. Mohammed, y P. H. Sampson (2001). Scaling-up and model inversion method with narrow-band optical indices for chlorophyll content estimation in closed forest canopies with hyperspectral data, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(7): 1491-1507.

Zhang, R.-H., Z.-L. Li, X.-Z. Tang, X.-M. Sun, H.-B. Su, C. Zhu, y Z.-L. Zhu (2004). Study of emissivity scaling and relativity of homogeneity of surface temperature, *International Journal of Remote Sensing*, 25(1): 245-260.